



KERNFORSCHUNGSANLAGE JÜLICH GmbH

Institut für Kernphysik

**Die ionenoptische Auslegung eines
Synchrotron- und Speicherringes
mit Elektronenkühlung**

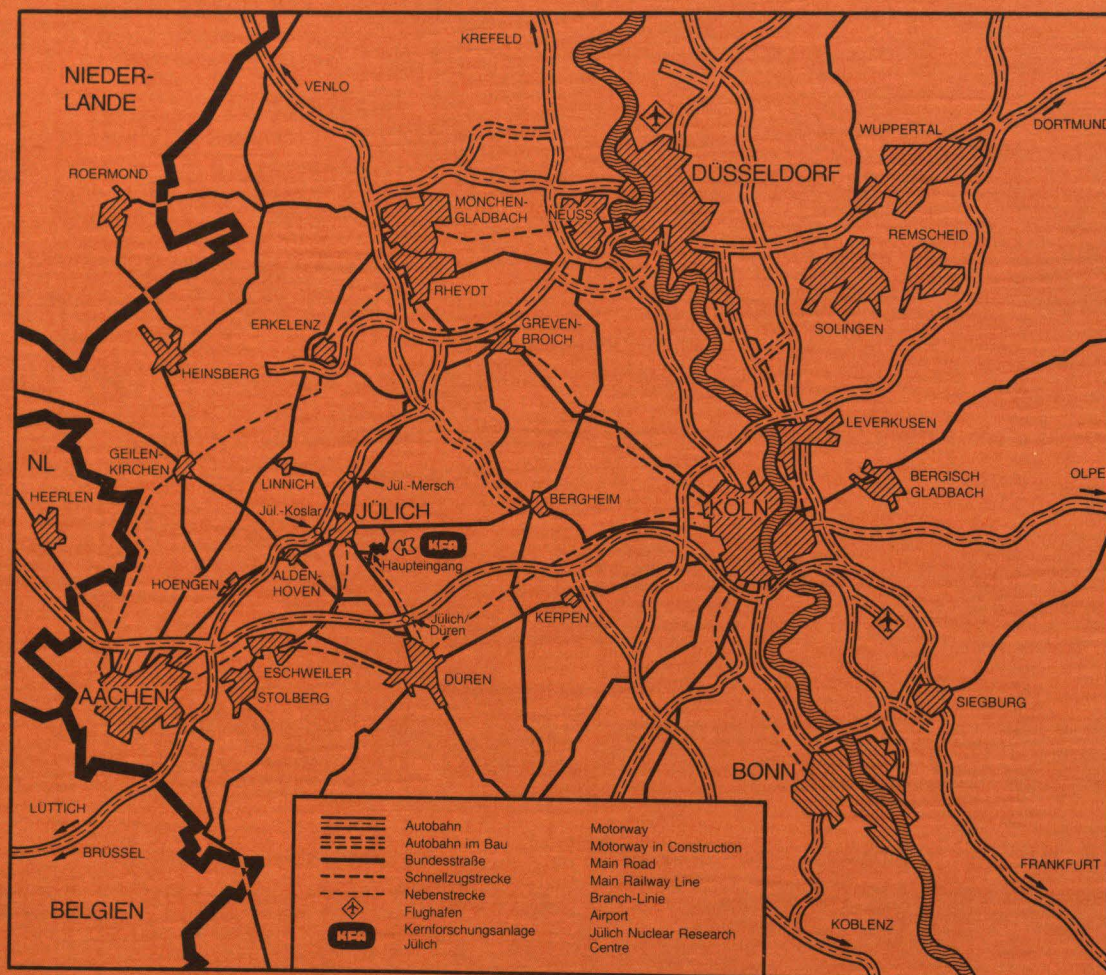
(COSY)

**sowie Untersuchungen zum
Phasenraumverhalten des Strahles
mit einem internen Target**

von

Dieter Prasuhn

Jül-Spez-382
November 1986
ISSN 0343-7639



Als Manuskript gedruckt

Spezielle Berichte der Kernforschungsanlage Jülich – Nr. 382
 Institut für Kernphysik Jül-Spez-382

Zu beziehen durch: ZENTRALBIBLIOTHEK der Kernforschungsanlage Jülich GmbH
 Postfach 1913 · D-5170 Jülich (Bundesrepublik Deutschland)
 Telefon: 02461/610 · Telex: 833556-0 kf d

**Die ionenoptische Auslegung eines
Synchrotron- und Speicherringes
mit Elektronenkühlung**

(COSY)

**sowie Untersuchungen zum
Phasenraumverhalten des Strahles
mit einem internen Target**

von

Dieter Prasuhn

Die großen Fortschritte, die im Laufe der letzten Jahre gerade im Bereich der Phasenraumkühlung gemacht wurden, haben zu dem Vorhaben geführt, in den geplanten Ring ebenfalls die Komponenten zum verlustfreien Kühlen zu integrieren.

Diese neuen Möglichkeiten der Strahlpräparation führten zusammen mit neuartigen Experiment-Vorschlägen der Kernphysik-Institute insbesondere der nordrhein-westfälischen Universitäten ([BE 84], [BE 85]) zu dem Konzept eines kombinierten Synchrotrons mit Phasenraum-Kühlung, COSY⁽¹⁾ ([CO 84], [CO 85]).

In dieser Arbeit werden die nachfolgend aufgeführten Fragestellungen zur Anpassung des Beschleunigers bzw. des Speicherringes an die unterschiedlichen ionenoptischen und experimentellen Anforderungen behandelt werden. Sie erschließen aufgrund des neuartigen Konzeptes teilweise neue Bereiche auf dem Gebiet der Beschleunigerphysik:

- 1.) Fragen zur Optimierung des "Lattice" hinsichtlich gleichzeitiger guter Eigenschaften als Beschleuniger und als Speicherring;
- 2.) Anpassung der Strahleigenschaften an die Anforderungen für optimales Kühlen;
- 3.) Anpassung der Strahleigenschaften an die Anforderungen für Experimente mit internen Targets;
- 4.) Optimierung der Lattice-Funktionen für eine möglichst effektive Injektion.

Insbesondere wird, da es sich hier um eine wesentliche Neuerung handelt, der sog. Rezirkulierbetrieb, d.h. der Betrieb mit internem Target, ausführlich diskutiert. Das Phasenraumverhalten eines Ionenstrahles in einem Speicherring

(1) COSY = Cooler-Synchrotron

I Vorwort

Im Jahre 1980 bereits kamen in Jülich erste Ideen und Vorschläge für einen Speicherring als Ergänzung zum Jülicher Zyklotron auf [MA 81], [BE 82]. Dieser Speicherring sollte die Möglichkeit bieten, im Betrieb mit einem internen Target die Strahlausnutzung erheblich zu verbessern.

Die bessere Strahlausnutzung in diesem sog. "Rezirkulierbetrieb" folgt aus der Tatsache, daß die Strahlteilchen, die das Target passiert haben, ohne eine Kernreaktion gemacht zu haben bzw. die eine Winkelstreuung innerhalb der Akzeptanz des Speicherringes erfahren haben, weiterhin umlaufen und im nächsten Umlauf wieder das Target passieren [MA 85]. Im Gegensatz hierzu stehen im externen Strahlbetrieb die Strahlteilchen nur für einen Durchgang durch das Target zur Verfügung, da die Teilchen, die keine Reaktion gemacht haben, im nachfolgenden Faraday-Cup gestoppt werden.

Für Experimente mit hohen Anforderungen an die Strahlqualität, z. B. Experimente mit hoher Impulsauflösung, muß der Strahl durch Schlitze in seiner mono-energetischen Ausdehnung auf das notwendige Maß begrenzt werden. Dies bedeutet aber eine Reduktion in seiner Intensität und damit eine Begrenzung in der Luminosität. Bei geforderter sehr hoher Auflösung kann dies u. U. zur Folge haben, daß die Intensität des Strahles für externe Experimente nicht mehr ausreichend ist. Im internen Betrieb dagegen reicht die Intensität durch den mehrfachen Durchgang des Strahles durch das Target noch aus.

Außerdem bietet ein solcher Speicherring durch den wiederholten Durchflug der Strahlionen durch die Ringkomponenten den großen Vorteil, Strahlmanipulationen vornehmen zu können, die eine gewisse Zeit in Anspruch nehmen und aufgrund der Geschwindigkeit der Strahlionen im externen Betrieb nicht möglich sind. Beispiele hierfür sind neben den bekannten Maßnahmen wie z. B. die Synchrotronbeschleunigung besondere Maßnahmen zur Verbesserung der Strahlqualität ohne Intensitätsverlust, sog. Phasenraumkühlung.

mit internem Target wird mit Hilfe eines Simulationsprogrammes studiert. Außerdem werden die Formeln der linearen Beschleunigertheorie in der Weise ergänzt, daß sie Abschätzungen über das Strahlverhalten mit internem Target erlauben. Resultate dieser Abschätzungen über z. B. Standzeiten, Luminositäten oder im Experiment erreichbare Auflösungen werden mit den Ergebnissen der Simulationsrechnungen verglichen.

I N H A L T S V E R Z E I C H N I S

I	Vorwort	I
II	Inhaltsverzeichnis	V
Kapitel 1	<u>KURZE EINFÜHRUNG IN DIE LINEARE BESCHLEUNIGERTHEORIE</u>	
1.1	Der transversale Phasenraum	1-2
1.2	Der longitudinale Phasenraum	1-12
Kapitel 2	<u>DIE ELEKTRONENKÜHLUNG</u>	
2.1	Beschreibung der Elektronenkühlung	2-1
2.2	Die zeitliche Entwicklung der Strahlemittanzen . .	2-5
Kapitel 3	<u>DIE IONENOPTISCHE AUSLEGUNG DER SPEICHERRING-STRUKTUR</u>	
3.1	Das Grundkonzept für die Auslegung des Speicherringes	3-1
3.2	Die Einheitszellen	3-24
3.3	Die geraden Sektionen oder "Insertions"	3-9
3.4	Notwendige Anpassungsbedingungen an ausgewählten Plätzen	3-19

Kapitel 4	<u>MÖGLICHKEITEN DER INJEKTION</u>	
4.1	Die Kicker-Injektion	4-1
4.2	Stripping-Injektion von H_2^+	4-4
Kapitel 5	<u>DAS INTERNE TARGET IM RING</u>	
5.1	Der transversale Phasenraum im Rezirkulierbetrieb	5-1
5.2	Der longitudinale Phasenraum	5-6
5.3	Das Simulationsprogramm	5-12
5.4	Testrechnungen und Ergebnisse	5-25
Kapitel 6	<u>ERREICHBARE RESULTATE FÜR UNTERSCHIEDLICHE BETRIEBSARTEN</u>	
6.1	Im Experiment erreichbare Auflösungen	6-1
6.2	Erreichbare Luminositäten im Rezirkulierbetrieb .	6-6
Kapitel 7	<u>ZUSAMMENFASSUNG UND WEITERER AUSBLICK</u>	
7.1	Zusammenfassung	7-1
7.2	Weiterer Ausblick	7-2
Anhang A	<u>GRUNDLEGENDE BEGRIFFE UND FORMELN DER IONENOPTIK</u>	
A.1	Kinematische Umrechnungen	A-1
A.2	Der transversale Phasenraum	A-3
A.3	Der longitudinale Phasenraum	A-10

Anhang B NOTWENDIGE ÜBERLEGUNGEN FÜR DIE PLANUNG EINES
EXPERIMENTES

B.1	Kriterien für die Suche eines Arbeitspunktes . . .	B-1
B.2	Abschätzung der Standzeit im Rezirkulierbetrieb .	B-9
B.3	Berechnung der Gleichgewichtsemittanzen im Kühler-Mode	B-10

Anhang C REFERENZEN

Kapitel 1

KURZE EINFÜHRUNG IN DIE LINEARE BESCHLEUNIGERTHEORIE

In der Literatur sind zahlreiche Lehrbücher und Veröffentlichungen erschienen, die eine hervorragende Einführung in die Beschleunigertheorie darstellen (z. B. [BR 66], [KO 66], [LI 61], [LI 62], [PE 68]). Daher soll dieses Kapitel auch nur insoweit in die Theorie einführen, daß dem Leser die grundlegenden physikalischen und mathematischen Gesetzmäßigkeiten vorgestellt werden. Ihm sollen in kurzer Form die wichtigsten im Folgenden häufig benutzten Begriffe und mathematischen Zusammenhänge erläutert werden. Dabei werde ich mich auf die lineare Theorie beschränken, d. h. Terme höherer als erster Ordnung werden vernachlässigt. Außerdem werden Wechselwirkungen der Strahlteilchen untereinander wie Raumladungseffekte, "Intrabeamscattering" u. ä. sowie Strahl-Wand-Wechselwirkungen, die hauptsächlich bei hohen Strahlströmen wirksam werden, nicht berücksichtigt.

Für ein tiefergehendes Verständnis der Beschleunigertheorie oder die Ausdehnung der Theorie auf eine höhere als die erste Ordnung möchte ich auf die entsprechende Literatur verweisen.

1.1 Der transversale Phasenraum

Bevor ich nun mit der mathematischen Beschreibung der Teilchenbewegung im transversalen Phasenraum beginne, möchte ich das Koordinatensystem einführen, wie ich es im weiteren Verlauf benutzen werde. Dabei werde ich mich im Wesentlichen an die in der Literatur für Synchrotrons üblichen Definitionen halten. Diese weichen teilweise ab von den Definitionen, wie sie im Bereich von Strahlführungssystemen oder bei Zyklotrons benutzt werden.

Bei der Beschreibung der Bewegung der Teilchen in einem Beschleuniger geht man zunächst von der Existenz der Mittelebenensymmetrie in den äußeren Führungsfeldern aus. In diesem Fall gibt es eine in sich geschlossene Teilchenbahn – die Sollbahn oder Zentralbahn – in dem Beschleuniger oder Speicherring. Das ist die Bahn, die ein Teilchen mit exaktem Sollimpuls und den Startkoordinaten auf der Mittelebene ohne Winkeldivergenz zurücklegen würde. Die Bewegung realistischer Teilchen in einem Speicherring werden nun relativ zu diesem Sollteilchen beschrieben, d. h. in einem mit dem Sollteilchen mitbewegten Koordinatensystem. Die Abweichung der realistischen Teilchenbahn von der Sollteilchenbahn in horizontaler Richtung ist die x-Koordinate, die vertikale Abweichung die z-Koordinate⁽¹⁾ [IS 84], [ST 85]. Der Ursprung des mit dem Sollteilchen mitbewegten Koordinatensystems bewegt sich in Richtung s (Abb. 1.1). Entsprechend werden die Winkelkoordinaten

$$x' = \frac{dx}{ds} \quad \text{und} \quad z' = \frac{dz}{ds}$$

des Teilchens relativ zur Sollbahn angegeben. Damit setzt sich der transversale Phasenraum aus den beiden Ebenen, die horizontale und die vertikale Ebene, mit den jeweiligen Koordinaten

$$x-x' \quad \text{und} \quad z-z'$$

(1) Dies ist abweichend von der Nomenklatur bei Strahlführungssystemen und Zyklotrons, bei der i. A. die vertikale Richtung mit y bezeichnet wird.

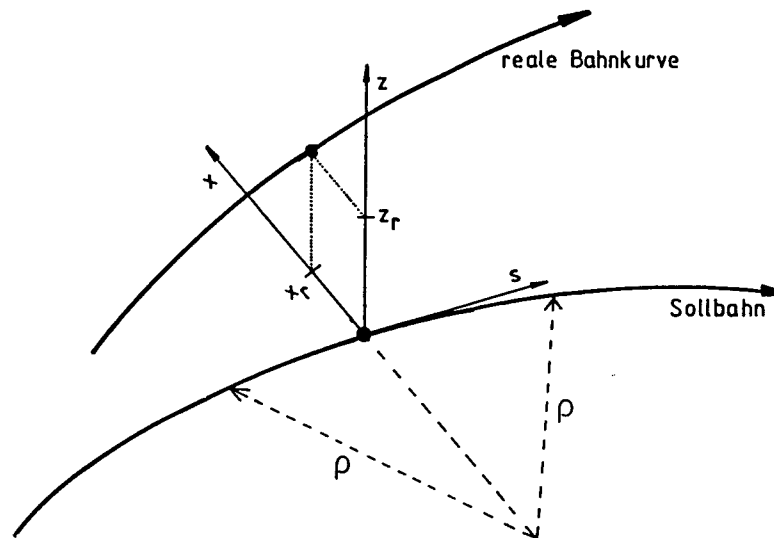


Abb. 1.1: Das mit dem Sollteilchen mitbewegte Koordinatensystem

zusammen. Zusätzlich werden zur vollständigen Beschreibung der Teilchenbewegung die "longitudinalen" Koordinaten, d. h. die Zeit relativ zum Sollteilchen am Beobachtungsort t , sowie der relative Impuls δ angegeben (s. Abschn. 1.2). Anstatt der Zeitkoordinate t wird oft auch die Wegdifferenz zwischen tatsächlichem Teilchen und Sollteilchen l angegeben (s. Beschreibung des Programmes TRANSPORT [BR 80]).

Die Bewegungen eines geladenen Teilchens in einem Beschleuniger bzw. Speicherring sind bestimmt durch die äußeren elektrischen und magnetischen Felder der Ringstruktur. Solange die Mittelebenensymmetrie gewährleistet ist, findet in erster Ordnung keine Kopplung zwischen horizontalem und vertikalem Phasenraum statt. Diese können daher in der linearen Darstellung getrennt betrachtet werden. Außerdem soll in der nachfolgenden Einführung die Kopplung zwischen longitudinalem und transversalem Phasenraum vernachlässigt werden. Dies ist richtig, solange keine energieändernden Elemente wie z. B. eine Kavität oder ein internes Target in einem Speicherring vorgesehen sind.

Einführung in die lineare Beschleunigertheorie

Durch die äußeren elektrischen und magnetischen Felder wirkt auf ein Teilchen die Lorentzkraft \vec{F} :

$$\vec{F} = e \cdot (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \quad (1.1)$$

Im Allgemeinen werden bei Teilchenenergien oberhalb von einigen keV bereits als Führungsfelder im transversalen Raum nur noch magnetische Elemente eingesetzt, da die erreichbaren elektrischen Felder nicht ausreichend sind, die notwendigen Kräfte zur Umlenkung der Teilchenbahnen zu erzeugen. So benötigt man z. B. eine magnetische Strecke von $B \cdot L = 3.77 \cdot 10^{-2} \text{ Tm}$, um Protonen mit einer kinetischen Energie von $E_{\text{kin}} = 1.0 \text{ MeV}$ um 15° abzulenken [BO 70]. Mit elektrischen Feldern benötigt man hierfür bereits ein elektrisches Feld von $E \cdot L = 5.34 \cdot 10^5 \text{ V}$, das im Gegensatz zum notwendigen Magnetfeld technisch nur mit extremem Aufwand zu erreichen ist.

Der "closed orbit", d. h. die Sollbahn des idealen Teilchens, wird durch die Dipolfelder in der Magnetstruktur bestimmt. In einem Kreisbeschleuniger müssen die Dipolfelder so ausgelegt sein, daß die Teilchen entsprechend ihrer "magnetischen Steifigkeit", dem $B \cdot \rho$ -Wert, um den notwendigen Winkel α abgelenkt werden. Dabei müssen die Anzahl der Magnete und für jeden Magneten der Ablenkwinkel so gewählt werden, daß eine Gesamtablenkung um 360° erreicht wird. Da Teilchen mit einer Winkeldivergenz x' bzw. z' zum "closed orbit" sich ohne zusätzliche Maßnahmen immer weiter von diesem entfernen würden, müssen rücktreibende Kräfte wirksam werden, die mit dem Abstand x bzw. z von der Sollbahn zunehmen. Der erste Schritt ist eine rücktreibende Kraft, die proportional zum Abstand von der Magnetachse x bzw. z zunimmt:

$$F_x \propto -x \quad \text{und} \quad F_z \propto -z$$

Dies wird durch Quadrupolfelder erreicht. Hierbei hängt das Magnetfeld entsprechend dem Gradienten vom Ort ab:

$$B(x) = \frac{\partial B_z}{\partial x} \cdot x \quad (1.2)$$

Durch diese rücktreibenden Kräfte, die proportional zur Auslenkung sind, werden die Teilchen ihren Winkel relativ zur Fortbewegungsrichtung ändern. Da ein Quadrupolfeld, daß in der horizontalen Achse fokussierend wirkt, d. h. Teilchen zur Achse hin ablenkt, in vertikaler Richtung defokussierend wirkt, besteht eine ionenoptische Struktur im einfachsten Falle aus abwechselnd fokussierend und defokussierend wirkenden Quadrupolen (eine sog. FODO-Struktur) [HA 64], [KE 77], [BR 84]. Hiermit werden stabile Teilchenbahnen in beiden Ebenen ermöglicht. Eine solche Struktur wird dazu führen, daß die Teilchen Schwingungen um die Sollbahn ausführen.

Der Einfluß jeder Strecke, die aufgebaut ist aus verschiedenen magnetischen Elementen, läßt sich mathematisch beschreiben durch eine Abbildungsmatrix R [BR 80]. Jedes Teilchen in einem Beschleuniger ist durch die Angabe der sechs Koordinaten

$$x - x' - z - z' - l - \delta$$

eindeutig identifiziert. Sind die Koordinaten eines Teilchens an einer Stelle im Ring bekannt, so lassen sich die Koordinaten an einer anderen Stelle durch Multiplikation des 6-dimensionalen Spaltenvektors mit der 6x6-Abbildungsmatrix errechnen:

$$X(1) = R \cdot X(0) \quad (1.3)$$

Ein Ensemble von Teilchen wird nicht durch einen Vektor, sondern durch die Strahlmatrix σ beschrieben, eine symmetrische 6x6-Matrix. Da im Allgemeinen die Entkopplung der verschiedenen Ebenen des Phasenraumes angenommen werden kann - die Existenz der Mittelebenensymmetrie sei vorausgesetzt -, genügt es, die Projektion auf die gewünschte 2-dimensionale Ebene zu betrachten. Daher werde ich im weiteren Verlauf als Beispiel für den transversalen Phasenraum die horizontale Ebene $x-x'$ betrachten. Das hierbei Gesagte gilt analog für die vertikale Ebene $z-z'$. Für die alleinige Betrachtung des horizontalen Phasenraumes ergibt sich die 2x2-dimensionale symmetrische Untermatrix der σ -Matrix mit den 3 unabhängigen Elementen σ_{11} , σ_{22} und σ_{12} . Die σ -Matrix beschreibt eine Ellipse mit der Gleichung

$$\sigma_{22} \cdot x^2 - 2 \cdot \sigma_{12} \cdot x \cdot x' + \sigma_{11} \cdot (x')^2 = \epsilon^2 \quad (1.4)$$

oder äquivalent, wenn die Matrix für ein Teilchen eines Strahles X in seiner Darstellung als Spaltenvektor mit $X = \begin{pmatrix} x \\ x' \end{pmatrix}$ aufgestellt wird:

$$X^T \cdot \sigma^{-1} \cdot X = 1 \quad (1.5)$$

Bei bekannter Strahlmatrix $\sigma(0)$ an einer Stelle im Ring ergibt sich die Strahlmatrix $\sigma(1)$ an anderer Stelle im Ring nach folgender Rechnung:

$$\sigma(1) = R^T \cdot \sigma(0) \cdot R \quad (1.6)$$

Die Bedeutung der Strahlmatrixelemente ist in Figur 1.2 dargestellt. Hierbei gilt für die Elemente r_{ij} :

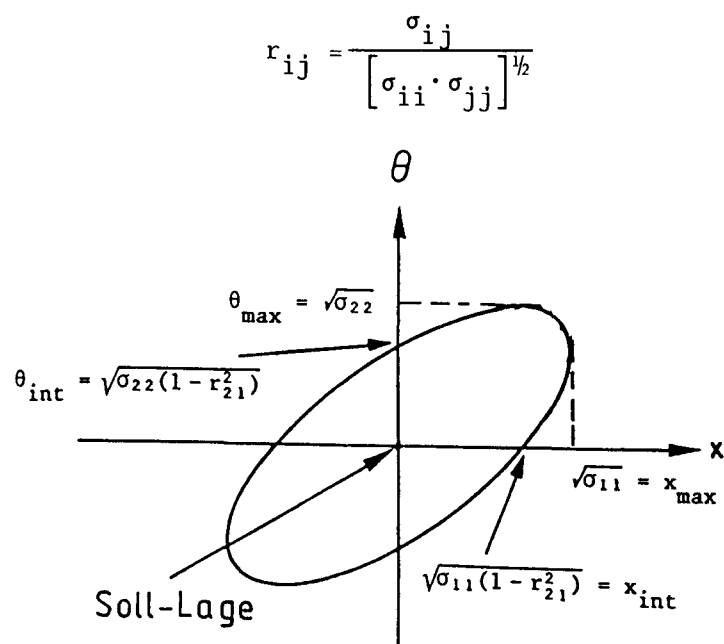


Abb. 1.2: Die horizontale Phasenraumellipse und die Bedeutung der Strahlmatrixelemente

Die Fläche der Ellipse, die durch die σ -Matrix beschrieben wird, E , wird die Emittanz des Strahles genannt:

$$E = \pi \cdot (\det \sigma)^{1/2} = \pi \cdot \varepsilon \quad (1.7)$$

Im weiteren Verlauf der Beschreibung werde ich jedoch - in Anlehnung an die in der Literatur für Synchrotrons übliche Nomenklatur - die Größe

$$\varepsilon = (\det \sigma)^{1/2} = \frac{E}{\pi} \quad (1.7 \text{ A})$$

als Emittanz des Strahles bezeichnen⁽²⁾ [WI 85].

Unter der Voraussetzung konservativer Kräfte ist die Größe ε eine Konstante der Bewegung (Liouville's Theorem). Das bedeutet für die Abbildungsmatrix R:

$$\det R = 1$$

Eine zur Matrixdarstellung des Strahles äquivalente Beschreibung stellt der Twiss-Formalismus dar. In dieser wird der Strahl durch die drei Twiss-Parameter β , α und γ beschrieben. Der Zusammenhang zwischen der σ -Matrix und den Twiss-Parametern ergibt sich aus Gleichung (1.8):

$$\begin{pmatrix} \sigma_{11} & \sigma_{12} \\ \sigma_{12} & \sigma_{22} \end{pmatrix} = \varepsilon \cdot \begin{pmatrix} \beta & -\alpha \\ -\alpha & \gamma \end{pmatrix} \quad (1.8)$$

Die Bewegung einzelner Teilchen in einem Kreisbeschleuniger oder Speicherring im 2-dimensionalen Phasenraum einer Ebene kann verglichen werden mit der Schwingung eines harmonischen Oszillators. Dies ist zwar nur für "constant-gradient-Synchrotrons" eine genaue Wiedergabe der Realität, doch er-

(2) Bei der Definition der Emittanz eines Strahles geht man von einer gaussförmigen Intensitätsverteilung des Strahles aus. Bei Elektronenspeicherringen wird die einfache Standardabweichung der Verteilungsfunktion als Emittanz des Strahles definiert. Im Gegensatz hierzu wird bei Protonenringen die Emittanz bei doppelter Standardabweichung der Gaussverteilung angegeben, d. h. ca. 95% aller Strahlteilchen haben eine kleinere Emittanz als der angegebene Wert.

laubt dieses Modell auch für "alternating-gradient-Maschinen" einen ersten Einblick in die Teilchenbewegung in ausreichender Güte.

Die Bewegungsgleichung stellt sich als homogene Differentialgleichung der folgenden Form dar (Hill'sche Differentialgleichung) ([CO 58], [WI 77]):

$$\frac{d^2 x}{ds^2} + k(s) \cdot x = 0 \quad (1.9)$$

wobei zunächst einmal der Einfluß von Dipolfeldern und Impulsunschärfe im Strahl außer Acht gelassen werden soll. Die Größe $k(s)$ hängt ab von der rücktreibenden Kraft am Beobachtungsort s :

$$k(s) = \frac{1}{B \cdot \rho} \cdot \left(\frac{\partial B_z}{\partial x} \right)_s \quad (1.10)$$

Eine Lösung dieser Differentialgleichung für Teilchenensemble ist:

$$x = \sqrt{\varepsilon \cdot \beta(s)} \cdot \sin [\psi(s) + \lambda] \quad (1.11 A)$$

$$x' = \sqrt{\varepsilon / \beta(s)} \cdot \cos [\psi(s) + \lambda] \quad (1.11 B)$$

die bei konstanter Fokussierungsstärke k in die Bewegungsgleichung für den harmonischen Oszillator übergeht.

In einem Ringlattice mit Umfang C ist die Fokussierungsstärke $k(s)$ periodisch mit der Periode C , d. h.:

$$k(s+C) = k(s)$$

Damit werden auch die Parameter in der Lösung der Bewegungsgleichung $\beta(s)$ periodisch:

$$\beta(s+C) = \beta(s)$$

Beobachtet man ein Teilchen an einer bestimmten Position s im Ring während mehrerer Umläufe in seinen transversalen Koordinaten $x-x'$, so erkennt man, daß sich das Teilchen gemäß Gleichungen (1.11) auf einer Ellipsenbahn bewegt. Das

Teilchen wird aber i. A. nicht mit den gleichen Koordinaten $x-x'$ wie im Umlauf zuvor den Beobachtungsort passieren. Es erfährt eine Änderung des Phasenwinkels $\Delta\psi$.

Die Änderung des Phasenwinkels, die ein Teilchen auf seinem Weg von einem Beobachtungsort s_0 zum nächsten, s_1 , erfährt, beträgt:

$$\Delta\psi = \int_{s_0}^{s_1} \frac{ds'}{\beta(s')} \quad (1.12)$$

Die Änderung des Phasenwinkels über einen gesamten Umlauf im Lattice, μ , erhält man durch Integration der Einzeländerungen an jedem einzelnen Element:

$$\mu = \int_{s_0}^{s_0+C} \frac{ds'}{\beta(s')} \quad (1.13)$$

Die Größe

$$Q = \frac{\mu}{2 \cdot \pi} \quad (1.14)$$

gibt die Anzahl der Umläufe des Teilchens auf seiner Phasenraumellipse während eines Umlaufes im Lattice – die **Betatronschwingungszahl** – an ⁽³⁾. Das Duplett (Q_x, Q_z) bezeichnet den Arbeitspunkt eines Speicherringes oder Beschleunigers.

Die magnetischen Elemente eines Speicherringes weisen immer geringe Feldfehler aufgrund von Fertigungstoleranzen, Verunreinigungen im Material u. ä. auf. Diese Feldfehler wirken sich auf die Bahn der Teilchen in Form einer kleinen Winkeländerung aus. Dieser Winkel-"kick" wirkt bei jedem Durchlauf der Teilchen durch ein solches fehlerhaftes Element in derselben Richtung im Phasenraumdiagramm. Da dies zu einer Vergrößerung des Phasenraumes und

⁽³⁾ Vielfach wird in der Literatur für die Betatronschwingungszahl auch das Symbol ν verwandt.

eventuell zu Teilchenverlusten führen kann, müssen geeignete Maßnahmen getroffen werden, die diese Auswirkungen minimieren. Abgesehen von der Forderung nach extrem hoher Fertigungsgüte, die zu entsprechend hohen Kosten führen würde, gibt es die Möglichkeit, dafür zu sorgen, daß Teilchen, die ein solches Element passiert haben, bei den nächsten Durchläufen dieses Element nicht wieder mit denselben Phasenraumkoordinaten passieren. Dadurch wird vermieden, daß sich bei vielen Umläufen diese Feldfehler akkumulieren. Da diese Fehler im Führungsfeld außerdem auch zu unerwünschten Kopplungen zwischen den Phasenräumen führen, gilt es, den Arbeitspunkt so zu wählen, daß die Resonanzlinien im Arbeitspunkt- oder Resonanzdiagramm (im Q_x - Q_z -Diagramm), d. h. Linien, die der Gleichung

$$m \cdot Q_x + n \cdot Q_z = l \quad (1.15)$$

gehören, gemieden werden. Die Größen m , n und l sind ganze Zahlen. Die Summe $|m| + |n|$ heißt **Ordnung der Resonanz** (Details zu Resonanzen s. [GU 76] und [GU 78]).

Ein Teilchen, das nicht mit dem Sollimpuls p_0 , sondern mit dem Impuls $p = p_0 \cdot (1 + \delta)$ startet, wird beim Passieren der Dipolmagnete aufgrund der unterschiedlichen magnetischen Steifigkeit eine andere Bahn als das Teilchen mit Sollimpuls durchfliegen. Dieser Effekt ist in Gleichung (1.9) noch nicht berücksichtigt worden. Er führt zu einem inhomogenen Term in der bisher homogenen Differentialgleichung [WI 77]:

$$\frac{d^2 x}{ds^2} + \left[\frac{1}{\rho^2(s)} + k(s) \right] \cdot x = \frac{1}{\rho(s)} \cdot \delta \quad (1.9 A)$$

Dies wirkt sich natürlich nur in der Ebene senkrecht zum Magnetfeld in den Dipolen, der dispersiven Ebene, aus. Der zusätzliche Term in der Differentialgleichung ergibt für die Bahn des "off-momentum-Teilchens" einen zusätzlichen Ortsversatz der Größe

$$\Delta x(s) = D(s) \cdot \delta \quad (1.16)$$

Die vom Ort im Speicherring abhängige Größe $D(s)$, die den Proportionalitätsfaktor zwischen Ortsversatz und Impuls angibt, ist die Dispersion⁽⁴⁾. In der 6x6-Abbildungsmatrix, wie sie in Gleichung (1.3) eingeführt wurde, steht das Element R_{16} für die Dispersion.

Mathematisch stellt die Dispersion eine spezielle Lösung der inhomogenen Bewegungsgleichung dar, ist also eine mögliche Teilchenbahn in dem Lattice [ST 85]. Diese muß in einem Speicherring ebenfalls periodisch mit der Periode C sein. Ein Teilchen mit der relativen Impulsabweichung δ muß demnach im Speicherring am Startpunkt die Anfangskoordinaten

$$x = D \cdot \delta \quad \text{und} \quad x' = D' \cdot \delta$$

haben, die sich nach einem Umlauf wieder reproduzieren müssen. Ist die Abbildungsmatrix für einen gesamten Umlauf bekannt, so ergeben sich daraus folgende Zusammenhänge [WI 77]:

$$\begin{pmatrix} R_{11} & R_{12} & R_{16} \\ R_{21} & R_{22} & R_{26} \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} D \cdot \delta \\ D' \cdot \delta \\ \delta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} D \cdot \delta \\ D' \cdot \delta \\ \delta \end{pmatrix} \quad (1.17)$$

Dies ergibt für die Anfangskoordinaten D und D' , d. h. für die an die Optik des Ringes angepaßte Dispersion am Startort:

$$D' = \frac{R_{21} \cdot R_{16} + R_{26} \cdot (1 - R_{11})}{(1 - R_{11}) \cdot (1 - R_{22}) - R_{12} \cdot R_{21}} \quad (1.18 \text{ A})$$

und

$$D = \frac{R_{12} \cdot D' + R_{16}}{1 - R_{11}} \quad (1.18 \text{ B})$$

Ist der Beobachtungsort in einem Symmetriepunkt der Ringstruktur, so ist

$$D' = 0$$

(4) Oft werden anstatt des Begriffes Dispersion auch die Ausdrücke "off-momentum-function" oder "momentum-compaction-function" [WI 77] mit dem Symbol α_p benutzt.

1.2 Der longitudinale Phasenraum

Der longitudinale Phasenraum wird aufgespannt durch die Teilchenkoordinaten Zeit und Impuls, wobei in beiden Fällen die jeweilige Koordinate relativ zum Sollteilchen, dem synchronen Teilchen, gemeint ist. Häufig werden auch hierzu äquivalente Koordinaten wie z. B. statt des Impulses δ die Energieabweichung ΔE zum Sollteilchen angegeben. Ebenso findet man anstatt der Zeitkoordinate Δt die Wegstreckendifferenz Δs (in TRANSPORT-Notation ist dies gleich l), bzw. wenn eine Kavität in dem Lattice vorgesehen ist, die tatsächliche Beschleunigungsphase Φ für das Teilchen. Kenntnisse über die Bewegung der Teilchen im longitudinalen Phasenraum sind insbesondere notwendig, wenn impulsverändernde Komponenten in der Ringstruktur – wie z. B. eine Kavität – vorgesehen sind. Andererseits kann auch ohne Kavität der longitudinale Phasenraum von Interesse sein, wenn man das zeitliche Auseinanderlaufen eines Strahles mit Zeitstruktur (das "Debunchen" eines "gebunchten" Strahles) beobachten möchte.

Strahlteilchen durchlaufen aufgrund ihrer unterschiedlichen Impulsabweichungen δ vom Sollteilchen entsprechend der Dispersionsfunktion D_r – bestimmt durch die magnetischen Komponenten – unterschiedliche Bahnen. Sie haben dementsprechend unterschiedlich lange Wegstrecken im Ringlattice zurückzulegen: Es ergeben sich abhängig vom Impuls der Teilchen unterschiedliche Umlauffrequenzen ν . Der Unterschied in der Umlauffrequenz zweier Teilchen mit unterschiedlichem Impuls $\delta = dp/p$ ergibt die Größe η [WI 77]:

$$\eta = \frac{d\nu/\nu}{dp/p} = \frac{d\beta/\beta}{dp/p} - \frac{dC/C}{dp/p} \quad (1.19)$$

In dem Ausdruck für η sind zwei Summanden mit ganz spezifischen Charakteristika enthalten:

Der erste Summand hängt allein von den Teilcheneigenschaften ab.
Für ihn läßt sich schreiben:

$$\frac{d\beta/\beta}{dp/p} = \frac{1}{\gamma^2} \quad (1.20)$$

Der zweite Summand stellt die Zunahme der Bahnlänge pro relative Impulsabweichung dar. Für diese Lattice-Eigenschaft wurde ein neues Symbol, $\gamma_{tr.}$, eingeführt⁽⁵⁾. Es gilt:

$$\frac{dC/C}{dp/p} = \frac{1}{\gamma_{tr.}^2} \quad (1.21)$$

Damit gilt für η :

$$\eta = \frac{1}{\gamma^2} - \frac{1}{\gamma_{tr.}^2} \quad (1.19 A)$$

$\gamma_{tr.}$ ist eine durch die Dispersionsfunktion D_r gegebene Größe. In erster Näherung läßt sich schreiben:

$$\gamma_{tr.}^2 = \frac{\langle R \rangle}{\langle D_r \rangle} \quad (1.22)$$

wobei $\langle R \rangle = \frac{C}{2 \cdot \pi}$ der mittlere Radius des Speicherringes und $\langle D_r \rangle$ die über den Ring gemittelte Dispersion sind.

Für schwach fokussierende Speicherringstrukturen gilt [BR 66]:

$$\gamma_{tr.} \approx Q_x$$

(5) Oft findet man in der Literatur auch die Größe $\alpha = \gamma_{tr.}^{-2}$, die dann "momentum compaction factor" genannt wird [BR 66], [WI 77], [ST 85].

Einführung in die lineare Beschleunigertheorie

Die Größe η wechselt bei einer bestimmten Energie – der "Transition-Energie" – das Vorzeichen. Für die kinetische Energie bei "Transition" $E_{tr.}$ gilt:

$$\begin{aligned}\eta = 0 & \Leftrightarrow \gamma = \gamma_{tr.} \\ \Rightarrow E_{tr.} &= m_0 \cdot (\gamma_{tr.} - 1) \quad (1.23)\end{aligned}$$

Dieser Energie kommt beim Beschleunigungsvorgang eine besondere Bedeutung zu, da das Passieren dieser Energie einen kritischen Punkt darstellt (s. u.).

Wird nun ein "gebunchter" Ionenstrahl mit bekannter Impulsunschärfe δ in eine Speicherringstruktur ohne Kavität injiziert, so laufen die Strahlbündel ("Bunches") aufgrund der unterschiedlichen Umlauffrequenzen der Teilchen mit verschiedenen Impulsen auseinander. Der Strahl ist "debuncht", sobald die langsamsten Teilchen des vorauslaufenden "Bunches" von den schnellsten Teilchen des nächsten "Bunches" eingeholt sind. Die notwendige Zeit t_d ist gegeben durch [B0 70]:

$$t_d = \frac{\pi}{2\pi v_s \cdot \eta \cdot \delta} \quad (1.24)$$

v_s ist die Umlauffrequenz des synchronen, d. h. des Sollteilchens. Man sieht sofort, daß bei $\eta = 0$, d. h. bei $E_{kin} = E_{tr.}$, kein "Debunchen" des Strahles stattfindet.

Doch wie verhalten sich die Teilchen eines Strahles, wenn in der Ringstruktur eine Kavität mit zeitlich sinusförmig verlaufender Spannung vorgesehen ist?

Die Teilchen, die zur richtigen Zeit t_s die Beschleunigungsstruktur erreichen, erfahren eine Energieänderung ΔE_s der Größe

$$\Delta E_s = z_{pr} \cdot e \cdot V_0 \cdot \sin \phi_s \quad (1.25)$$

(mit z_{pr} = Ladungszahl des Projektils)

Ionen, die gegenüber diesem Sollteilchen mit einer Zeitdifferenz Δt die Kavität erreichen, erfahren entsprechend eine Energieänderung ΔE der Größe

$$\begin{aligned}\Delta E &= z_{\text{pr}} \cdot e \cdot V_0 \cdot \sin \Phi \\ &= z_{\text{pr}} \cdot e \cdot V_0 \cdot \sin (\Phi_s + 2\pi v_s \cdot h \cdot \Delta t)\end{aligned}\quad (1.26)$$

wobei v_s die Umlauffrequenz des Sollteilchens ist und dementsprechend $v_s \cdot h$ die Frequenz der Spannung in der Kavität ist. Daraus ergibt sich ein Unterschied im Energiezuwachs dE :

$$dE = z_{\text{pr}} \cdot e \cdot V_0 \cdot (\sin \Phi - \sin \Phi_s) \quad (1.27)$$

Verfolgt man nun ein realistisches Teilchen mit Impulsabweichung δ - für dieses Beispiel soll das Teilchen einen größeren Impuls als das Sollteilchen, also positives δ , haben - so wird dies, sofern die kinetische Energie des Strahles $E_{\text{kin}} < E_{\text{tr}}$ ist, zu einem früheren Zeitpunkt als die synchronen Teilchen die Kavität erreichen (vgl. [WI 77]). Das Teilchen erfährt eine kleinere Energieänderung als das Sollteilchen, d. h. die relative Impulsabweichung δ nimmt ab. Dadurch benötigt das Teilchen für den nächsten Umlauf etwas mehr Zeit als vorher, läuft jedoch noch immer schneller als das Sollteilchen. Dadurch erreicht es auch bei seinen nächsten Umläufen die Kavität noch immer vor dem Sollteilchen, erfährt also einen zu kleinen Energiegewinn. Das Teilchen "fällt" im Phasenraumdiagramm Δt - δ im Impuls δ in Richtung Sollimpuls und sogar darüber hinaus zu niedrigerem Impuls δ , da es durch den zuvor erlangten Zeitvorsprung noch immer vor dem Sollteilchen die Kavität erreicht. Da der Impuls des Teilchens nun aber kleiner ist als der Sollimpuls, benötigt das beobachtete Teilchen für einen Umlauf länger als das Sollteilchen, so daß der Zeitvorsprung sich verringert. Das Teilchen bewegt sich bei weiter abnehmendem Impuls δ auf der Zeitachse in Richtung $\Delta t = 0$ und weiter. Danach kommt das Teilchen später als das Sollteilchen an der Kavität an, der Energiezuwachs ΔE wird größer und es wandert auf der Impulsachse wieder aufwärts. Das bedeutet, daß die Teilchen im Δt - δ - (oder im Φ - δ -) Phasenraum stabile Bahnen durchlaufen, die die in Figur 1.3 skizzierte Form haben.

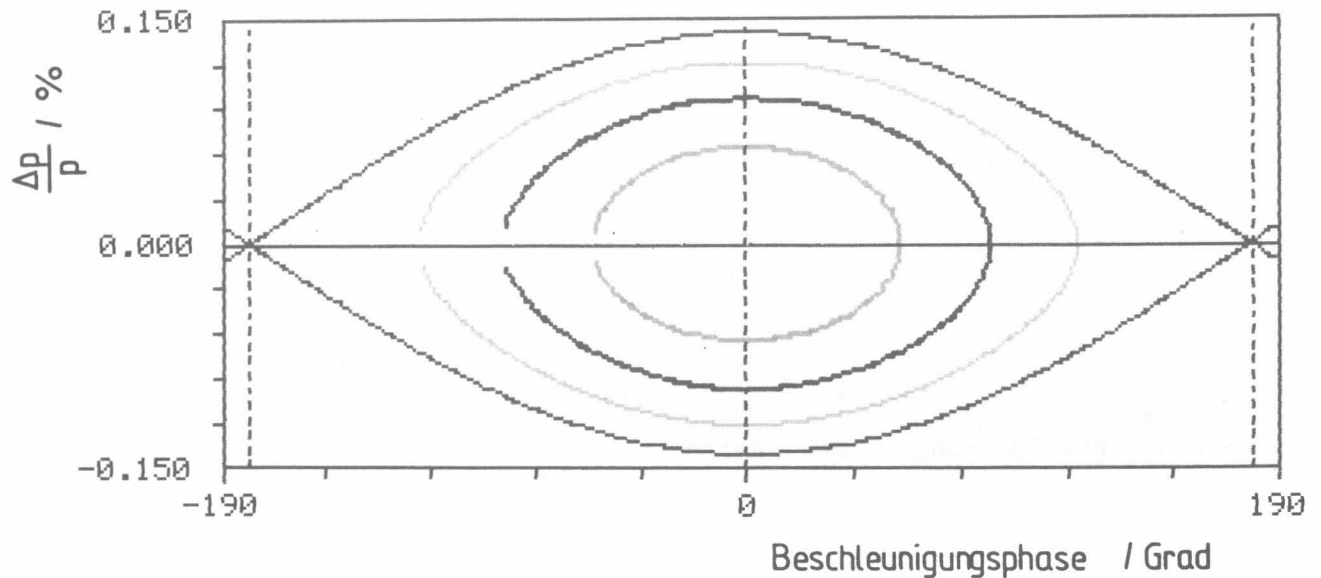


Abb. 1.3: Die Bewegung realer Teilchen mit Impulsabweichung δ zum Sollteilchen im longitudinalen Phasenraum $\Phi - \delta$

Durch Anwenden relativistischer Beziehungen läßt sich für die beiden kanonischen Variablen im longitudinalen Phasenraum Φ und $W = \Delta E/v_s$ ein Gleichungssystem aus zwei gekoppelten Differentialgleichungen erster Ordnung aufstellen (s. z. B. [BR 66], [HE 66] oder [DU 85]):

$$\frac{dW}{dt} = e \cdot V_0 \cdot (\sin \Phi - \sin \Phi_s) \quad (1.28)$$

$$\frac{d\Phi}{dt} = -\frac{1}{2\pi} \cdot \frac{h \cdot \eta \cdot 2\pi v_s}{R_s \cdot p_s} \cdot W \quad (1.29)$$

Gleichung (1.28) berechnet die Energiezunahme für ein gegebenes Teilchen während eines bestimmten Zeitintervalles. Aus der neuen Energie läßt sich mit Hilfe von Gleichung (1.29) die neue Phasenlage für das tatsächliche Teilchen bestimmen.

Durch Einsetzen von W in (1.28) und (1.29) ergibt sich

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\Delta E}{v_s} \right) = e \cdot V_0 \cdot (\sin \Phi - \sin \Phi_s) \quad (1.28 \text{ A})$$

$$\frac{d\Phi}{dt} = - \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{h \cdot \eta \cdot 2\pi v_s}{R_s \cdot p_s} \cdot \left(\frac{\Delta E}{v_s} \right) \quad (1.29 \text{ A})$$

Durch Einsetzen von (1.29 A) - aufgelöst nach $\Delta E/v_s$ - in (1.28 A) erhält man eine Differentialgleichung zweiter Ordnung:

$$\frac{d}{dt} \left\{ \frac{R_s \cdot p_s}{h \cdot \eta \cdot 2\pi v_s} \cdot \frac{d\Phi}{dt} \right\} + \frac{e \cdot V_0}{2 \cdot \pi} \cdot (\sin \Phi - \sin \Phi_s) = 0 \quad (1.30)$$

Unter der Annahme, daß R_s , p_s , v_s und η sich relativ zur tatsächlichen Beschleunigungsphase eines Teilchens Φ nur langsam mit der Zeit ändern, ist es erlaubt, diese als konstant anzunehmen und so die erste Integration auszuführen:

$$\frac{R_s \cdot p_s}{h \cdot \eta \cdot 2\pi v_s} \cdot \frac{d^2\Phi}{dt^2} + \frac{eV_0}{2 \cdot \pi} \cdot (\sin \Phi - \sin \Phi_s) = 0 \quad (1.31)$$

$$\Rightarrow \frac{R_s \cdot p_s}{h \cdot \eta \cdot 2\pi v_s} \cdot \frac{1}{2} \left(\frac{d\Phi}{dt} \right)^2 + \frac{eV_0}{2 \cdot \pi} \cdot (\cos \Phi + \Phi \cdot \sin \Phi_s) = \text{const.} \quad (1.32)$$

Mit der Substitution

$$\Omega^2 := \frac{h \cdot \eta \cdot 2\pi v_s \cdot eV_0 \cdot \cos \Phi_s}{2 \cdot \pi \cdot R_s \cdot p_s} \quad (1.33)$$

ergibt sich folgende Bewegungsgleichung:

$$\frac{\dot{\Phi}^2}{2} - \frac{\Omega^2}{\cos \Phi_S} \cdot (\cos \Phi + \Phi \cdot \sin \Phi_S) = \text{const.} \quad (1.34)$$

Für die Größe $\dot{\Phi}$ in Gleichung (1.34) gilt folgende Beziehung:

$$\dot{\Phi} = - h \cdot \eta \cdot 2 \pi v_S \cdot \delta \quad (1.35)$$

Diese Gleichung wird oft benutzt, um die Bewegungsgleichung für bestimmte Teilchenbahnen, z. B. für die **Separatrix**, der Begrenzung zwischen stabilem und instabilem Bereich im longitudinalen Phasenraum, zu berechnen: Die Bewegung im Phasenraum weist zwei Umkehrpunkte auf, in denen gilt:

$$\dot{\Phi} = 0 \quad (1.36)$$

Für den Winkel $\Phi = \pi - \Phi_S$ wechselt der Faktor

$$(\sin \Phi - \sin \Phi_S)$$

in Gleichung (1.31) das Vorzeichen. Bei dieser Auslenkung wechselt die Bewegung von einer stabilen in die instabile Bahn. Dieser Extremwinkel der Auslenkung definiert die "Separatrix", die Grenze der Stabilität. Aus Gleichung (1.34) läßt sich mit Hilfe von (1.36) die Konstante der Bewegung für die Separatrix ausrechnen. Die maximale Impulsauslenkungen δ_{\max} der Teilchenbahnen im longitudinalen Phasenraum werden am Ort $\Phi = \Phi_S$ erreicht. Setzt man dies und die Konstante aus Gleichung (1.34) in (1.35) ein, so erhält man die Impulsakzeptanz des longitudinalen Phasenraumes:

$$\left(\frac{\Delta p}{p} \right)_{\max} = \sqrt{\frac{eV_0}{p_S \cdot h \cdot \beta_S \cdot \eta} \cdot [2 \cdot \cos \Phi_S + (2 \cdot \Phi_S - \pi) \cdot \sin \Phi_S]} \quad (1.37)$$

Teilchen, die eine größere Impulsabweichung δ als die nach Formel (1.37) ausgerechnete haben, liegen außerhalb der Separatrix.

Die Größe Ω aus Gleichung (1.33) gibt die Anzahl der Umläufe eines Teilchens pro Zeiteinheit auf der eben geschilderten "Phasenraumellipse" des longitudinalen Phasenraumes an. Dividiert man diese durch die Umlauffrequenz des Teilchens im Lattice, so erhält man die Synchrotronschwingungszahl Q_s :

$$Q_s = \frac{\Omega}{2 \cdot \pi \cdot v_s} \quad (1.38)$$

An Gleichung (1.33) für Ω erkennt man, welche Bedingung erfüllt sein muß, damit es im longitudinalen Phasenraum überhaupt stabile Teilchenbahnen geben kann:

$$\Omega^2 \geq 0 \quad \Leftrightarrow \quad \eta \cdot \cos \Phi_s \geq 0 \quad (1.39)$$

$$\Leftrightarrow \quad \begin{aligned} \eta \geq 0 &\Rightarrow 0 \leq \Phi_s \leq \pi/2 \\ \eta \leq 0 &\Rightarrow \pi/2 \leq \Phi_s \leq \pi \end{aligned}$$

Die Lösung der Bewegungsgleichung (1.34) im longitudinalen Phasenraum stellt innerhalb der Separatrix stabile Bahnen um den synchronen Phasenwinkel Φ_s mit durch die Anfangsbedingungen festgelegter Amplitude dar. Außerhalb der Separatrix gibt es keine geschlossenen Bahnen, diese Teilchen werden nach einigen Umläufen verloren.

Da die Beschleunigungsphase Φ_s bei dem Vorzeichenwechsel von η von der stabilen in die instabile Phasenlage wechselt (s. Gleichung 1.33), versucht man beim Design von Beschleunigeranlagen, die "Transition-Energie" außerhalb des Energiebereiches des Beschleunigers zu legen. Dies läßt sich - insbesondere bei großen Beschleunigeranlagen (SPS, LEP) und im Falle von COSY bei Betrieb mit hoher Dispersion - nicht immer ermöglichen. In diesen Fällen müssen für das Passieren von γ_{tr} besondere Maßnahmen getroffen werden: Erreicht beim Beschleunigen die kinetische Energie der Teilchen E_{tr} , so ist es notwendig, die Sollbeschleunigungsphase von Φ_s auf $\pi - \Phi_s$ umzuschalten, um den Strahl im stabilen Bereich der Beschleunigung zu halten

(s. Gleichung 1.33). Um die Zeit zum Passieren von γ_{tr} möglichst kurz zu halten, wird im normalen Beschleunigerbetrieb im Moment des Erreichens von γ_{tr} durch Anschalten zusätzlicher Quadrupole die Transition-Energie variiert [J0 85]. Dies ist technisch in der Regel einfacher und schneller zu realisieren als der Phasensprung in der Beschleunigungskavität. Dadurch ist es möglich, die Verluste, die i. A. beim Passieren der Transition-Energie auftreten, zu minimieren.

Kapitel 2

DIE ELEKTRONENKÜHLUNG

2.1 Beschreibung der Elektronenkühlung

In Elektronenspeicherringen führt der durch Synchrotronstrahlung emittierte und durch Hochfrequenzeinstrahlung wieder kompensierte Energieverlust zu einer "automatischen" Reduktion des Phasenraumes. Dieser Effekt läßt sich bei den relativ niedrigen Ionenenergien ($E_{\text{kin}} \leq 10 \text{ GeV}$) nicht ausnutzen, da kaum Strahlung emittiert wird. In diesem Fall müssen besondere Maßnahmen zur Phasenraumkühlung ergriffen werden.

Die Elektronenkühlung ist bis heute neben dem stochastischen Kühlen die technisch ausgereifteste Methode, um die Qualität eines Ionenstrahles verlustfrei zu verbessern, d. h. die Phasenraumdicke des Strahles zu erhöhen [SE 78]. Dies stellt keine Verletzung von Liouville's Theorem dar [RU 78]: Das Theorem von Liouville, das eine Erhöhung der Phasenraumdicke verbietet, geht von konservativen Kräften aus. In den beiden Fällen der stochastischen wie auch der Elektronenkühlung wirken jedoch keine konservativen Kräfte.

Während heutzutage die stochastische Kühlung bereits in Beschleunigern bzw. Speicherringen routinemäßig betrieben wird, z. B. im AA⁽¹⁾ am CERN zur Antiprotonenakkumulation oder im LEAR⁽²⁾, in dem der Phasenraum ohne spezielle

Die Elektronenkühlung

Kühlmaßnahmen aufgrund der Abbremsung zu niedrigen Energien anwachsen würde, ist die Elektronenkühlung bislang nur in Testringen wie z. B. dem ICE-Ring⁽³⁾ [BE 81] oder in Novosibirsk [VA 77] erprobt worden. Die in diesen Testexperimenten gewonnenen Resultate haben hervorragende Werte für die erreichbaren Gleichgewichtsemittanzen des Strahles ergeben ($\varepsilon \approx 0.2 \pi \text{ mm mrad}$). Sie erlauben für den Betrieb in einem Speicherring optimistische Annahmen über die erreichbaren Gleichgewichtsemittanzen sowohl im normalen Speicherringbetrieb mit anschließender Extraktion als auch im Speicherringbetrieb mit internem Target bei ausreichender Luminosität.

Entsprechend der vielversprechenden Ergebnisse zur Elektronenkühlung gibt es mehrere Arbeitsgruppen, die den Bau eines Speicherringes mit Elektronenkühlung planen (z. B. ESR, COSY), bzw. bereits mit dem Bau begonnen haben (IUCF, CELSIUS, TSR u. a.), oder die Elektronenkühlung als zusätzliche Option in bestehende Speicherringe integrieren werden (LEAR) [FR 85].

Bei der Elektronenkühlung wird in einer geraden Sektion des Ringes mittels eines magnetischen Toroidfeldes ein Elektronenstrahl hoher Intensität parallel zum Ionenstrahl eingelenkt. Die mittlere Geschwindigkeit der Elektronen muß genauso groß sein wie die der Ionen. Der Elektronenstrahl muß außerdem geringe transversale und - transformiert in das Ruhesystem der Elektronen - geringe longitudinale Geschwindigkeitskomponenten haben. Er muß "kalt" sein. Abbildung 2.1 stellt die Geschwindigkeitskomponenten der Ionen und der Elektronen im Laborsystem (Figur A) und im Ruhesystem der Elektronen (Bild B) dar. Durch Coulombwechselwirkung zwischen den Feldern des Ionenstrahles und des Elektronenstrahles werden die großen transversalen Geschwindigkeitskomponenten des Ionenstrahles reduziert: der Ionenstrahl wird "geköhlt", die Emittanz des Ionenstrahles nimmt ab.

-
- (1) **AA** = Antiprotonen - Akkumulator
 - (2) **LEAR** = Low Energy Antiproton Ring
 - (3) **ICE** = Initial Cooling Experiment

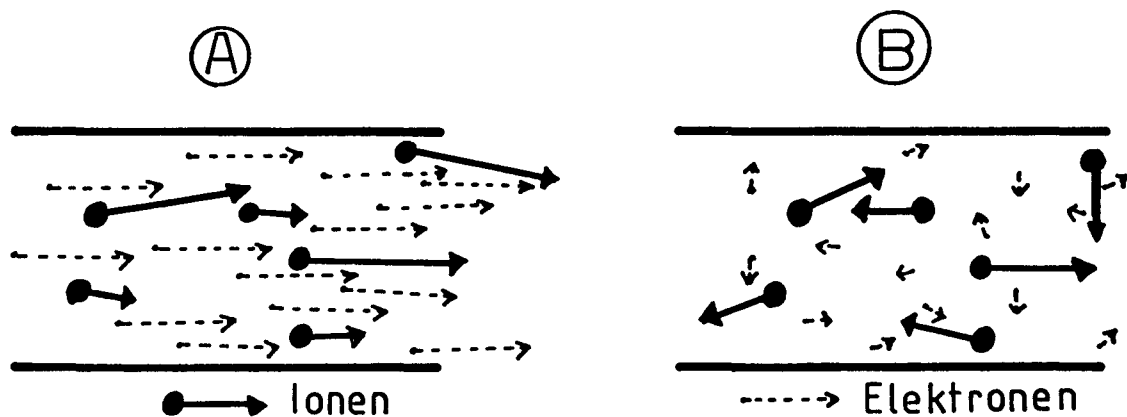


Abb. 2.1: Die Bewegung der Elektronen und der Ionen in der Kühlstrecke im Laborsystem (A) und im Ruhesystem der Elektronen (B)

Ein anschauliches Bild zur Wirkungsweise der Elektronenkühlung stellt ein Vergleich der Ionen- bzw. Elektronenstrahlen mit zwei Gasen unterschiedlicher Temperatur dar.

Der Ionenstrahl mit seinen relativ großen transversalen und longitudinalen Geschwindigkeitskomponenten entspricht einem heißen Gas, während der Elektronenstrahl mit seinen geringen Emittanzen einem kalten Gas entspricht. In der Wechselwirkungszone - der Strecke, in dem beide Strahlen parallel laufen - kommt es zum Temperatenausgleich zwischen den beiden Gasen. Der Elektronenstrahl, das kalte Gas, wird aufgeheizt, während das heiße Gas, der Ionenstrahl, gekühlt wird.

Am Ende der Kühlstrecke wird der Elektronenstrahl - wiederum mittels eines Toroidfeldes - aus dem Ionenstrahl ausgelenkt.

Um zum einen die defokussierende Wirkung der Raumladungseffekte aufgrund der hohen Intensität im Elektronenstrahl zu kompensieren, und um zum anderen die effektive Kühlkraft noch zu erhöhen, befindet sich die gesamte Kühlstrecke einschließlich der Kathode und dem Kollektor in einem longitudinalen Magnetfeld, das durch einen Solenoiden erzeugt wird. Hierdurch werden die trans-

Die Elektronenkühlung

versalen Geschwindigkeitskomponenten des Elektronenstrahles von der Entstehung an gering gehalten. Damit wird die Kühlung effektiver ("magnetised cooling") [VA 77]. Dabei müssen jedoch besondere Vorkehrungen getroffen werden, damit der Elektronenstrahl im Bereich der Toroide nicht zusätzliche Aufheizungen erfährt. Außerdem muß das Solenoidfeld extrem homogen sein, da durch eine Schwankung der Magnetfeldstärke und der Magnetfeldrichtung in longitudinaler Richtung zusätzliche transversale Komponenten im Elektronenstrahl produziert werden.

Wegen der ca. um den Faktor 2000 geringeren Masse der Elektronen gegenüber der Protonenmasse benötigt man, um einen Protonenstrahl von $E_{\text{kin}} = 40 \text{ MeV}$ zu kühlen, einen Elektronenstrahl der kinetischen Energie $E_{\text{electrons}} = 25 \text{ keV}$. Die Effektivität der Elektronenkühlung ist proportional zur Intensität des Elektronenstrahles. Daher strebt man bei der Auslegung einer Elektronenkühlstrecke einen möglichst hohen Elektronenstrom an. Bei der oben angegebenen Energie sind mit guten Phasenraumeigenschaften Elektronenströme in der Größenordnung von $I \approx 2 \text{ A}$ technisch gut erreichbar [W0 85 A]. Die in diesem Elektronenstrahl enthaltene elektrische Energie, – immerhin ca. 50 kW –, versucht man bei der Elektronenkühlung möglichst effektiv wieder zurückzugewinnen. Dazu werden die Elektronen mit einer ähnlichen Anordnung, mit der sie nach der Erzeugung beschleunigt werden, wieder abgebremst, und dann in einem "Kollektor" aufgefangen.

Die Anwendung der Elektronenkühlung ist aber nicht allein darauf beschränkt, die Emittanzen des Ionenstrahles zu reduzieren, sie kann auch dazu genutzt werden, kleine Energievariationen vorzunehmen, z. B. zur Aufnahme von Anregungsfunktionen. Dafür wird die Energie, und damit die Geschwindigkeit des Elektronenstrahles verändert. Die Energie des Ionenstrahles wird sich langsam dieser neuen Geschwindigkeit anpassen. Hiermit sind Energieänderungen in der Größenordnung von einigen eV pro sec. möglich.

2.2 Die zeitliche Entwicklung der Strahlemittanzen

Die Elektronenkühlung ist ein Prozess, der dem Emittanzwachstum des Ionenstrahles durch Restgas-Streuung, "Intrabeam-Scattering", Abbildungsfehler im "Lattice", Strahlaufweitung durch internes Target u. ä. entgegenwirkt. Dadurch wird sich nicht nur die Qualität, d. h. die Brillianz, eines zu Beginn relativ schlechten Ionenstrahles verbessern, bis sich ein Gleichgewichtszustand einstellt, sondern auch die Speicherzeit bzw. die Standzeit des Speicherringes erhöhen. Im Gleichgewichtszustand werden die "Aufheiz-Effekte" gerade durch die Kühlung kompensiert werden. Im reinen "Kühler-Mode" ohne internem Target ist bei idealem Ringlattice, d. h. bei vernachlässigbaren Abbildungsfehlern im magnetischen Führungsfeld, und bei gutem Vakuum im Ring der Gleichgewichtszustand vor allem durch das "Intrabeam-Scattering" bestimmt, das mit zunehmender Phasenraumdicke verstärkt wird. Im "Rezirkulierbetrieb" definiert die Strahlaufweitung durch Energieverluste und Winkelstreuung im Target die erreichbare Gleichgewichtsemitanz.

Die ersten Ansätze zur theoretischen Beschreibung der Elektronenkühlung stammen aus Novosibirsk, wo im Jahre 1967 auch mit den Vorbereitungen erster experimenteller Tests hierzu begonnen wurde ([VA 77] und die hierin zitierten Veröffentlichungen).

In der Wechselwirkungsstrecke, die von Ionenstrahl und Elektronenstrahl gleichzeitig durchlaufen wird, entsteht ein Plasma aus den beiden Komponenten: der positiv geladenen Ionenwolke und der negativ geladenen Elektronenwolke. Daher stammt der Ansatz, der zur Beschreibung der Elektronenkühlung führte, aus der Plasmaphysik.

Die durch Coulomb-Wechselwirkung zwischen den Elektronen und den Ionen auftretende Reibungskraft - bedingt durch die großen Geschwindigkeiten der Strahlionen in der "ruhenden" Elektronenwolke - hängt ab von der Relativ-Geschwindigkeit zwischen Ionen und Elektronen [FE 78], [VA 77].

Die Elektronenkühlung

$$\vec{F}(\vec{v}_p) = - \frac{4 \cdot \pi \cdot e^4 \cdot n_e}{m_e} \cdot \Lambda \cdot \int \frac{\vec{v}_p - \vec{v}_e}{|\vec{v}_p - \vec{v}_e|^3} \cdot f(\vec{v}_e) \cdot d^3\vec{v}_e \quad (2.1)$$

m_e , n_e und \vec{v}_e sind die Elektronenmasse, -dichte und -geschwindigkeit, \vec{v}_p ist die Protonengeschwindigkeit, Λ der "Coulomb Logarithmus" für die freie Streuung in einem abgeschirmten Potential (der Zahlenwert beträgt ≈ 12.5) und $f(\vec{v}_e)$ die Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen, wobei alle Größen im Ruhesystem der Elektronen angegeben sind. In der graphischen Darstellung der Kühlkraft in Abhängigkeit von der Relativgeschwindigkeit zwischen Ionen und Elektronen (Bild 2.2) erkennt man, daß die Kühlkraft im Bereich $-\langle v_e \rangle \leq v_p \leq +\langle v_e \rangle$ linear ansteigt, bei $v_p = -\langle v_e \rangle$ bzw. $v_p = +\langle v_e \rangle$ Maxima hat, und für $v_p > v_e$ proportional zu $1/v_p^2$ abfällt.

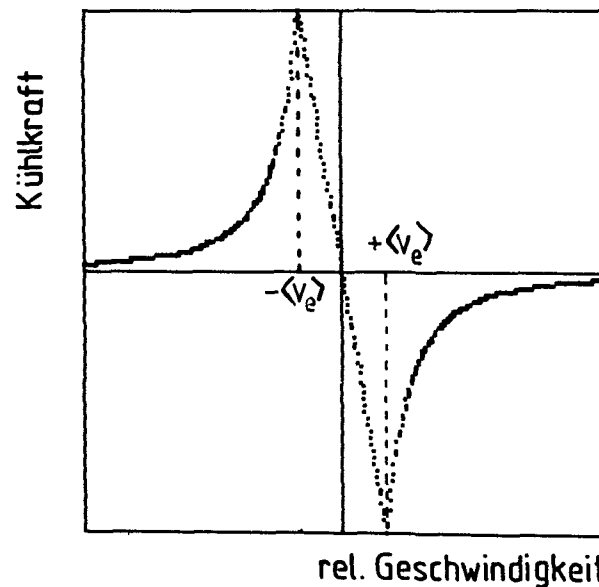


Abb. 2.2: Abhängigkeit der "Kühlreibungskraft" (in relativen Einheiten) von der Relativgeschwindigkeit zwischen Elektronen und Ionen

Integriert man die Kühlkraft über die Zeit der Wechselwirkung, so erhält man den Impuls, der von den Elektronen auf ein Ion übertragen wird [W0 85 A]:

$$\vec{p} = \int \vec{F}_c \cdot dt \quad (2.2)$$

Zurücktransformiert in das Laborsystem, läßt sich dieser Impuls durch Vektoraddition des früheren Impulses des Ions und des durch die Kühlkraft erhaltenen Impulses in die Winkeländerung umrechnen, die das Ion erfährt. Da die Kühlkraft aufgrund des kalten Elektronenstrahles immer so gerichtet ist, daß die Winkeländerung für das Ion zu einer Abnahme der Winkeldivergenz führt, erhält man für den gesamten Ionenstrahl einen mit der Zeit exponentiell abfallenden Verlauf der Emittanz. Die Zeitkonstante τ_c , das ist die Zeit, in der die Divergenz des Ionenstrahles auf $1/e$ der Anfangsdivergenz abgefallen ist, ist umgekehrt proportional zur Kühlkraft:

$$\tau_c \propto 1/F_c$$

Setzt man die bekannten Parameter der Plasmaphysik in Gleichung (2.1) ein, so erhält man für eine Abschätzung der Kühlzeit folgende Formel [VA 77]:

$$\tau_c = k \cdot \frac{e \cdot \beta^4 \cdot \gamma^5 \cdot (\theta_e^2 + \theta_p^2)^{3/2}}{\eta \cdot \Lambda \cdot r_p \cdot r_e \cdot j_e} \quad (2.3)$$

In dieser Gleichung bedeuten r_p und r_e die klassischen Protonen- bzw. Elektronenradien, η der Bruchteil des Ringumfanges, der für das Elektronenkühlen genutzt wird, θ_p und θ_e die Divergenzen des Protonen- bzw. Elektronenstrahles und j_e die Elektronenstromdichte. k ist eine Konstante, die abhängt von der Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen: Für eine isotrope Maxwell-Verteilung ist $k=0.6$, für eine im Geschwindigkeitsraum abgeflachte Dichteverteilung der Elektronen – die sog. "flattened distribution" –, wie sie z. B. in einem longitudinalen Magnetfeld entsteht, ist $k=0.16$.

Für die Divergenz des Ionenstrahles als Funktion der Zeit ergibt sich:

$$\theta(t) = \theta(0) \cdot e^{-t/\tau_c} \quad (2.4)$$

Da die Emittanz des Strahles ϵ proportional zu θ^2 ist, gilt für sie:

$$\epsilon(t) = \epsilon(0) \cdot e^{-2 \cdot t/\tau_c} \quad (2.5)$$

Die Elektronenkühlung

In dieser Darstellung sind aber nur die Wechselwirkungen zwischen Elektronen und Ionen berücksichtigt. Wechselwirkungen zwischen den Elektronen selbst, z. B. Raumladungseffekte im Elektronenstrahl, sowie zwischen den Ionen, z. B. "Intrabeam-Scattering", sind in diesem Bild vernachlässigt. Daher kann diese Formel nur als erste Näherung zur Berechnung der Kühlzeit benutzt werden.

Realistische Rechnungen zum Elektronenkühlen, die sowohl die emittanzverschlechternden Effekte, wie z. B. Winkelstreuung am Restgas, Intra-beam-Scattering usw. wie auch den Einfluß der Ionenoptik im Bereich der Kühlstrecke berücksichtigen, wurden mit dem Simulationsprogramm SPEC [W0 85], [W0 85 B] am CERN durchgeführt. Diese Rechnungen beinhalten auch die Verstärkung der Kühlwirkung auf Grund eines longitudinalen Magnetfeldes im Bereich der Kühlstrecke. Dieses Programm wurde am CERN entwickelt und die Resultate stimmen mit den experimentell im ICE gemessenen Daten überein. Typische Resultate, wie sie für einen Ring wie COSY zu erwarten sind, sind in Bild (2.3) dargestellt.

Die untere Grenze der Strahlemittanz ist bestimmt durch das Intrabeam-scattering, das dem Kühlen entgegenwirkt.

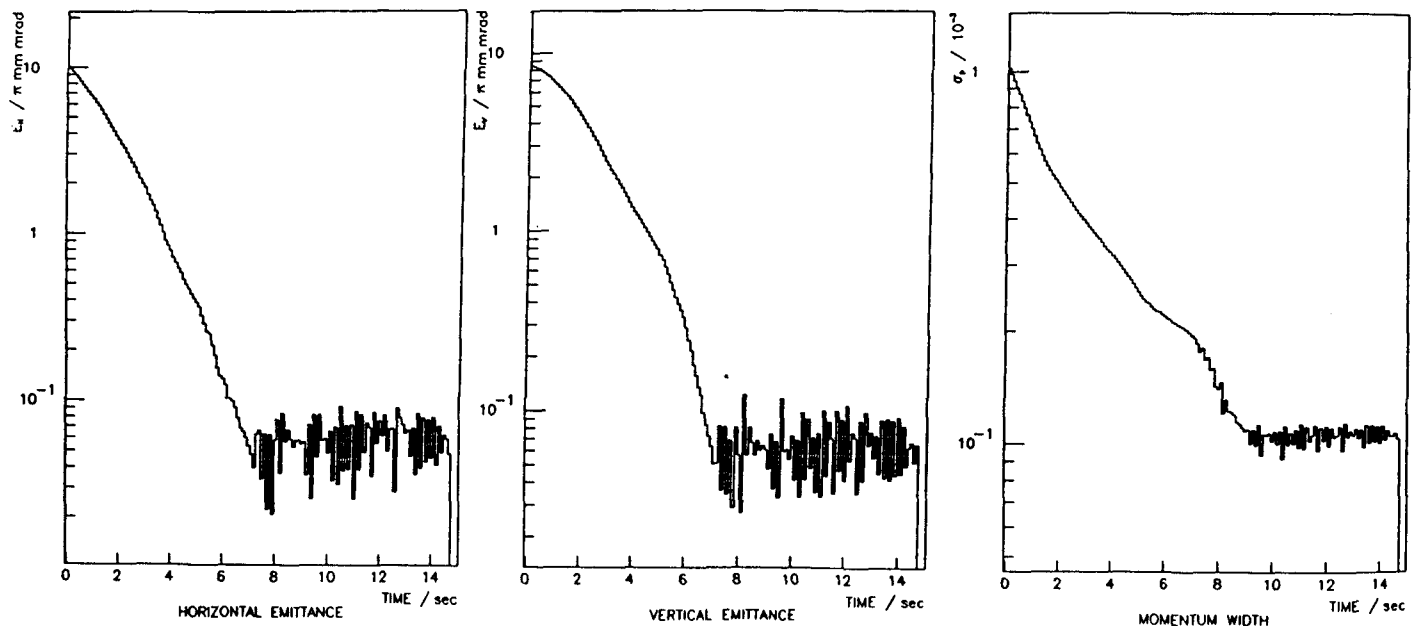


Abb. 2.3: Die zeitliche Entwicklung der Strahlemittanzen
(gerechnet mit dem Programm SPEC [W0 85])

Kapitel 3

DIE IONENOPTISCHE AUSLEGUNG DER SPEICHERRING-STRUKTUR

3.1 Das Grundkonzept für die Auslegung des Speicherringes

Der grundlegende Design für COSY ist bestimmt durch die Anforderungen, daß der Ring sowohl als Beschleuniger als auch als Speicherring mit variabler Optik genutzt werden soll, der mit genügend freiem Raum für interne Experimentierplätze ausgestattet sein muß.

Um Strahlverluste insbesondere beim Betrieb als Speicherring möglichst gering zu halten, ist ein wichtiges Ziel für die Auslegung, eine ionenoptische Struktur mit möglichst großer Symmetrie aufzubauen. Dadurch wird erreicht, daß sich Toleranzfehler im magnetischen Führungsfeld weniger störend auswirken, da die Anzahl der "systematischen Resonanzen" im Arbeitspunktdiagramm entsprechend der höheren Symmetriezahl verringert wird, und damit der Arbeitspunkt des Speicherringes mit großem Abstand von einer "systematischen Resonanz" gewählt werden kann.

Ein weiteres Ziel ist es, die Akzeptanz eines solchen Systems bzgl. einer möglichst kleinen Auslegung der Vakuumkammer zu optimieren, um bei der Injektion hohe Strahlintensitäten bzw. im Rezirkuliermode lange Standzeiten

Die ionenoptische Auslegung der Speicherring-Struktur

für die Experimente zu gewährleisten, ohne unnötig große Magnetaperturen zu benötigen.

Diese beiden Anforderungen – hohe Symmetriezahl und hohe Akzeptanz – führten zu einem Ringentwurf mit sechs identischen stark fokussierenden "Einheitszellen".

Da ein solcher symmetrischer Ring wenig Raum für interne Experimentierplätze und die Elektronenkühlung im Ring freiläßt, wurde die Sechssersymmetrie durch zwei gerade Sektionen ("Insertions") unterbrochen.

Die geraden Sektionen wurden als ionenoptische Systeme mit teleskopischem Strahlengang ausgelegt. Durch den hieraus resultierenden Phasenvorschub, der ein ganzzahliges Vielfaches von π beträgt, wird die ionenoptische Anpassung der "Insertions" an die übrige Ringstruktur vereinfacht, und die bestehende Symmetrie des Strahlenganges wird in erster Näherung nicht gestört [MÖ 84]. Tatsächlich wird die Symmetrie in den Einheitszellen nur bei einem Phasenvorschub der "Insertions" von jeweils $2n \cdot \pi$ nicht gestört. Beträgt der Phasenvorschub der "Insertions" jeweils $(2n+1) \cdot \pi$, so werden zwar die monochromatischen Strahleigenschaften in den Einheitszellen nicht beeinflusst, aber der Verlauf der Dispersion in den Einheitszellen verändert sich.

Gleichzeitig erlauben die teleskopischen Sektionen Strahlmanipulationen über einen weiten Bereich, die für den Strahlengang im übrigen Beschleuniger "unsichtbar" bleiben, sofern der Phasenvorschub von $n \cdot \pi$ im Teleskop erhalten bleibt.

Die magnetische Auslegung des gesamten Ringes mit optischen Elementen erster Ordnung ist in Abbildung 3.1 dargestellt [C0 86].

Die ionenoptische Auslegung der Speicherring-Struktur

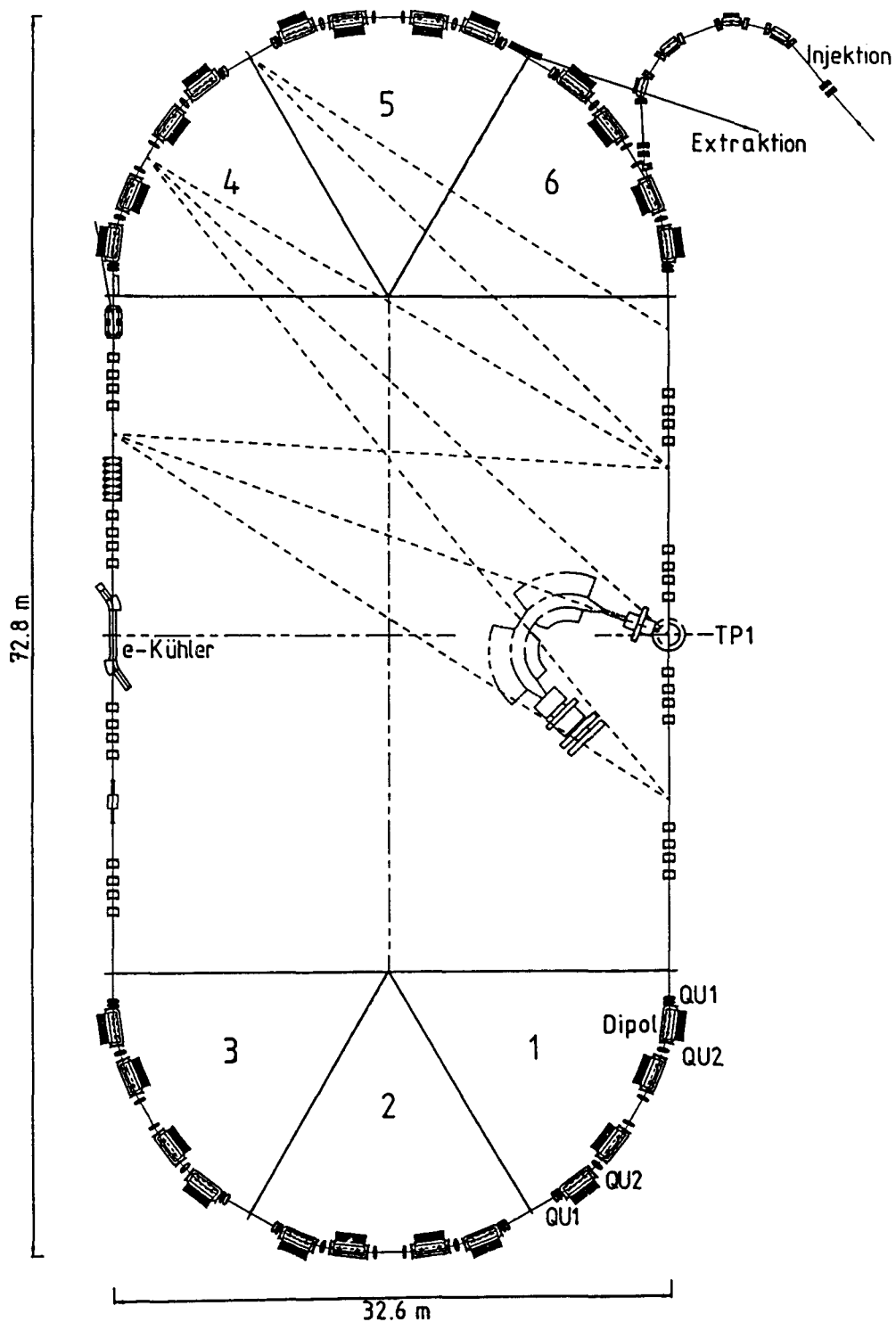


Abb. 3.1: Die magnetische Auslegung des Speicherringes COSY. Eingetragen sind neben den magnetischen Elementen des Ringes die Strahlführung für Injektion und Extraktion, die Signalleitungen für das stochastische Kühlen, sowie das Magnetspektrometer BIG KARL am TP1 Magnet

Die ionenoptische Auslegung der Speicherring-Struktur

3.2 Die Einheitszellen

Der Design des Ringes sieht einen Grundaufbau aus sechs identischen "Einheitszellen" vor.

COSY wurde optimiert für eine Betriebsenergie von $E_{\text{kin}} = 1500 \text{ MeV}$ Protonen. Das entspricht einer magnetischen Steifigkeit von $B \cdot \rho = 7.51 \text{ Tm}$. Durch die Wahl des Ablenkradius von $\rho = 7 \text{ m}$ ergibt sich für diese Energie ein notwendiges Magnetfeld von $B = 1.1 \text{ T}$. Dieser Wert für das Magnetfeld erweist sich als günstig im Hinblick auf den Betrieb von COSY als Synchrotron, bei dem die Energie zwischen der Injektionsenergie (Protonenenergie von $40 \text{ MeV} \leftrightarrow$ Magnetfeld $B = 0.13 \text{ T}$) und der Energie, bei der das Experiment stattfinden soll, schnell im Vergleich zur Experimentierzeit variiert werden muß. Außerdem erlaubt der Ablenkradius von 7 m die für einige Experimente notwendige Energie von $E_{\text{kin}} = 2.50 \text{ GeV}$, entsprechend einem Magnetfeld von $B = 1.58 \text{ T}$.

Die pro Einheitszelle notwendige Strahlablenkung von $\alpha = 60^\circ$ wird durch vier jeweils um 15° ablenkende Dipolmagnete erreicht. Die sich hieraus ergebende effektive Länge der Dipole von $L = 1.83 \text{ m}$ erlaubt eine Auslegung als Rechteckmagnete, die in der Konstruktion und vom Aufbau her kostengünstiger sind als gebogene Sektormagnete. Die Dipolmagnete sind gradientenfrei.

Die Fokussierung wird erreicht durch zwei unabhängig angesteuerte Quadrupolpaare. Dadurch ist es möglich, den Arbeitspunkt des Speicherringes über einen weiten Bereich zu variieren, und damit die Strahleigenschaften an bestimmten Orten im Ring, z. B. am Ort der Injektion oder am Targetplatz, den gewünschten Eigenschaften anzupassen.

Die Einheitszellen bestehen aus zwei spiegelsymmetrisch zueinander aufgebauten Halbzellen. Die Fokussierungsstruktur einer ganzen Einheitszelle stellt sich folgendermaßen dar:

QU1 - Dipol - QU2 - Dipol - | - Dipol - QU2 - Dipol - QU1

Damit die Strahleigenschaften in einem Speicherring erhalten bleiben, ist es notwendig, daß für das optische System eine "Strahleigenellipse" definiert ist, d. h. daß es sowohl in der horizontalen als auch in der vertikalen Ebene Ellipsen im Orts-Winkelraum gibt, die sich nach einem Umlauf im Ring reproduzieren. Dies ist äquivalent mit der Tatsache, daß die "Lattice-Funktionen" für den Speicherring definiert sind. Dabei ist jedoch darauf zu achten, daß alle Teilchen des Strahles nach einem Umlauf in dem Speicherring nicht wieder mit denselben Orts - Winkelkoordinaten wie vorher die betrachtete Stelle passieren. Dies würde zu Strahlverlusten aufgrund von Resonanzeffekten im "Lattice" führen. Bei einem Aufbau aus mehreren identischen Einheitszellen wie im vorliegenden Falle müssen entsprechend für jede der Einheitszellen diese Eigenellipsen definiert sein.

Aus der Abbildungsmatrix einer gegebenen optischen Strecke errechnet sich die Eigenellipse des Systems in einer Ebene (horizontal oder vertikal) nach folgenden Gleichungen:

Für den durch eine ionenoptische Strecke mit der Abbildungsmatrix R abgebildeten Strahl σ gilt [BR 80]:

$$\begin{pmatrix} \sigma_{11} & \sigma_{12} \\ \sigma_{12} & \sigma_{22} \end{pmatrix}^* = \begin{pmatrix} R_{11} & R_{12} \\ R_{21} & R_{22} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \sigma_{11} & \sigma_{12} \\ \sigma_{12} & \sigma_{22} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} R_{11} & R_{21} \\ R_{12} & R_{22} \end{pmatrix} \quad (3.1)$$

Damit ergeben sich folgende Gleichungen:

$$\sigma_{11}^* = R_{11}^2 \cdot \sigma_{11} + 2R_{11}R_{12} \cdot \sigma_{12} + R_{12}^2 \cdot \sigma_{22} \quad (3.2 \text{ A})$$

$$\sigma_{12}^* = R_{11}R_{21} \cdot \sigma_{11} + (R_{21}R_{12} + R_{11}R_{22}) \cdot \sigma_{12} + R_{12}R_{22} \cdot \sigma_{22} \quad (3.2 \text{ B})$$

$$\sigma_{22}^* = R_{21}^2 \cdot \sigma_{11} + 2R_{21}R_{22} \cdot \sigma_{12} + R_{22}^2 \cdot \sigma_{22} \quad (3.2 \text{ C})$$

Die ionenoptische Auslegung der Speicherring-Struktur

Aus der Forderung $\sigma^* = \sigma$ folgt:

$$\sigma_{11}^* = \sigma_{11}$$

$$\sigma_{12}^* = \sigma_{12}$$

$$\sigma_{22}^* = \sigma_{22}$$

Dies eingesetzt in (3.2) ergibt für die Strahlellipse, die sich nach einem Umlauf in einem Speicherring reproduziert:

$$\frac{\sigma_{11}}{\sigma_{22}} = -\frac{R_{12}}{R_{21}} \quad \text{und} \quad \frac{\sigma_{12}}{\sigma_{11}} = \frac{R_{22} - R_{11}}{2 \cdot R_{12}} \quad (3.3)$$

Gleichungen (3.3) gelten analog für die vertikale Ebene.

Damit die Eigenellipsen für eine optische Strecke überhaupt definiert sind, ergeben sich Anforderungen an die Abbildungsmatrix für das System:

Die Spur der Abbildungsmatrix, die diese Struktur beschreibt, muß für jede der beiden Ebenen betragsmäßig kleiner als 2 sein:

$$-2 \leq (R_{11} + R_{22}) \leq +2 \quad \text{und} \quad -2 \leq (R_{33} + R_{44}) \leq +2 \quad (3.4)$$

Daher sind nur bestimmte Kombinationen der Quadrupol-Einstellungen möglich (s. a. [ST 85]). Abbildung 3.2 zeigt die möglichen Einstellwerte für die Fokussierungsstärken von QU1 und QU2.

Mit diesen Variationsmöglichkeiten ist es möglich, den Arbeitspunkt im Resonanzdiagramm im Bereich zwischen 2.0 und 5.0 für $Q_{\text{hor.}}$ und $Q_{\text{vert.}}$ einzustellen. Die Lattice-Funktionen am Beginn bzw. am Ende der Einheitszelle sowie in der Mitte der Einheitszelle lassen sich ebenfalls über einen weiten Bereich variieren:

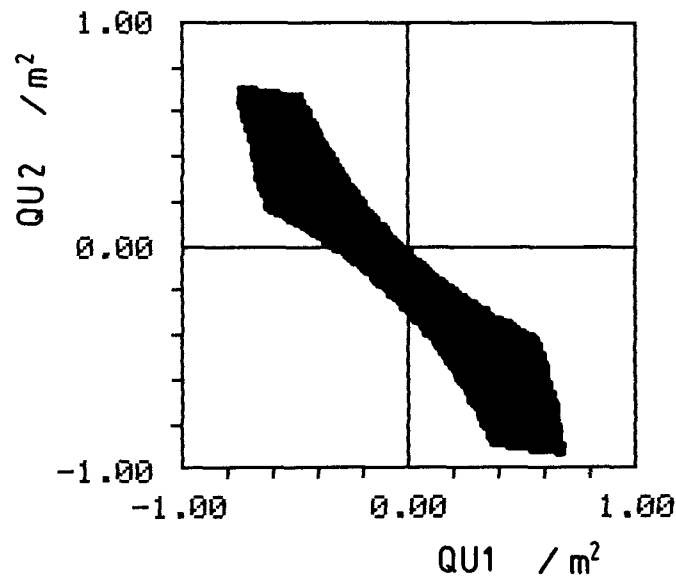


Abb. 3.2: Der stabile Bereich der Einstellmöglichkeiten für die Fokussierungsstärken der Quadrupole QU1 und QU2 in den Einheitszellen ("Necktie-Diagramm").

$$0.4 \text{ m} \leq \beta_x \leq 85.0 \text{ m}$$

$$0.5 \text{ m} \leq \beta_z \leq 95.0 \text{ m}$$

$$1.5 \text{ m} \leq D \leq 130.0 \text{ m}$$

Die Driftstrecken, die sich jeweils zwischen einem Quadrupol und einem Dipol befinden, haben eine Länge von $L = 0.5 \text{ m}$. Um Raum zu schaffen für notwendige Einrichtungen im Ring, wie z. B. Korrekturmagnete, Diagnoseelemente, Pumpstationen, Vorrichtungen für die stochastische Kühlung etc. sowie für weiteren Experimentierplatz, wurden die Driftstrecken zu Beginn und am Ende der Einheitszellen auf $L = 1.5 \text{ m}$ festgelegt. Entsprechend beträgt die Driftstrecke zwischen den beiden mittleren Dipolmagneten $L = 2 \cdot 1.5 \text{ m}$.

Diese lange Strecke ohne Fokussierungselemente in der Mitte der Einheitszellen mit $L = 2 \cdot 1.5 \text{ m} + 2 \cdot 1.83 \text{ m}$ für die Dipolmagnete, da diese wegen des gradientenfreien Feldes nur sehr wenig fokussieren, wird wegen der begrenzten Öffnung im Magneten – vor allem in vertikaler Richtung – die Akzeptanz des Systems begrenzen. Mit den Auslegungsgrößen der Dipolmagnete und der Vakuumkammer, die einen vertikalen Strahldurchmesser von $d = 58 \text{ mm}$ zulassen [C0 86], ergibt sich nach Formel (3.5)

Die ionenoptische Auslegung der Speicherring-Struktur

$$\epsilon = \frac{d^2}{4 \cdot L} \quad (3.5)$$

eine maximal mögliche Akzeptanz von $\epsilon = 125 \text{ mm mrad}$. Dieser Wert ist das obere Limit für die Akzeptanz, der nur bei optimal angepaßter Optik erreichbar ist. Die tatsächliche Akzeptanz ist natürlich stark arbeitpunktabhängig und erreicht i. a. Werte in der Größenordnung von $20 \text{ mm mrad} \leq \epsilon \leq 50 \text{ mm mrad}$.

3.3 Die geraden Sektionen oder "Insertions"

In die Grundstruktur des Beschleunigers mit den sechs Einheitszellen wurden zwei gerade Sektionen eingefügt, die möglichst lange elementfreie Strecken beinhalten sollten. Die eine freie Sektion ist vorgesehen für den internen Targetplatz, an dem der hochauflösenden Magnetspektrometer BIG KARL als Nachweisinstrument betrieben werden kann. Die gegenüberliegende freie Strecke wird benötigt für den Elektronenkühler.

Solche Einschübe ("Insertions") müssen, um den periodischen Strahlengang im übrigen Teil des Beschleunigers nicht zu stören und um die Symmetrie des Aufbaus nicht wesentlich zu beeinflussen, wichtige Kriterien erfüllen (z. B. [KE 77]):

Die Lattice-Funktionen müssen am Anfang und am Ende der "Insertion" stetig an die Lattice-Funktionen der Einheitszellen anschließen.

Die Anforderungen, die sich hierdurch an die Einschübe ergeben, lassen sich im Twiss-Formalismus relativ einfach ausrechnen:

Am Anfang wie auch am Ende der "Insertion" sind die Strahleigenschaften, d. h. die Twiss-Parameter des Strahles β , α und γ durch die Eigenellipse der Einheitszellen definiert. Die "Insertion" muß einen Strahl mit den Anfangsparametern β_0 , α_0 und γ_0 , die den Parametern der Eigenellipse am Ende der Einheitszelle entsprechen, so abbilden, daß sie am Ende der "Insertion" gleich den Parametern der Eigenellipse am Anfang der Einheitszelle β_1 , α_1 und γ_1 sind. Es muß gelten:

$$\begin{pmatrix} \beta_1 \\ \alpha_1 \\ \gamma_1 \end{pmatrix} = M \cdot \begin{pmatrix} \beta_0 \\ \alpha_0 \\ \gamma_0 \end{pmatrix} \quad (3.6)$$

Die ionenoptische Auslegung der Speicherring-Struktur

wobei als weitere Eigenschaft hinzukommt, daß die Twiss-Parameter am Anfang und am Ende der Einheitszellen gleich sind, d. h.:

$$\begin{aligned}\beta_1 &= \beta_0 \\ \alpha_1 &= \alpha_0 \\ \gamma_1 &= \gamma_0\end{aligned}\tag{3.7}$$

Sind die Twiss-Parameter am Anfang und am Ende einer optischen Strecke sowie der Phasenvorschub μ bekannt, so gilt für die Abbildungsmatrix dieser Strecke \mathbf{M} [B0 70]:

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} \sqrt{\frac{\beta_1}{\beta_0}} \cdot (\cos \mu + \alpha_0 \cdot \sin \mu) & \sqrt{\beta_0 \cdot \beta_1} \cdot \sin \mu \\ \frac{(1 + \alpha_0 \cdot \alpha_1) \cdot \sin \mu + (\alpha_1 - \alpha_0) \cdot \cos \mu}{\sqrt{\beta_0 \cdot \beta_1}} & \sqrt{\frac{\beta_0}{\beta_1}} \cdot (\cos \mu - \alpha_0 \cdot \sin \mu) \end{pmatrix}$$

Mit den Gleichungen (3.7) ergibt sich folgende einfache Form der Matrix, die die "Insertion" beschreibt:

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} \cos \mu + \alpha_0 \cdot \sin \mu & \beta_0 \cdot \sin \mu \\ -\gamma_0 \cdot \sin \mu & \cos \mu - \alpha_0 \cdot \sin \mu \end{pmatrix}$$

Die Forderung, die die Einschübe erfüllen müssen, lautet demnach:

- Für sie müssen die gleichen "Eigenellipsen" wie für die Einheitszellen definiert sein.

Bei bekannten Strahleigenschaften der Eigenellipsen ist der Phasenvorschub für die "Insertion" μ noch frei wählbar. Eine Möglichkeit besteht darin, für die "Insertions" denselben Phasenvorschub μ zu wählen, wie er für die Einheitszellen des übrigen Ringes gilt. Dies ist zwar keine zwingende Notwendigkeit, erhöht aber gleichzeitig die Symmetrie im Ring.

Oder man wählt als Phasenvorschub der optischen Strecke ein ganzzahliges Vielfaches von π . Hat man dann gleichzeitig den Abbildungsmaßstab $m = \pm 1$ gewählt, so stellt sich nicht die Frage nach den Eigenellipsen: In diesem Fall ist jede beliebige Strahlellipse automatisch Eigenellipse.

Beträgt der Phasenvorschub der "Insertion" $n \cdot \pi$, so ergibt sich für die Abbildungsmatrix im Transport-Matrix:

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad \text{für } n = \text{gerade}$$

bzw.

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} -1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \quad \text{für } n = \text{ungerade}$$

Ist der Phasenvorschub der "Insertion" gleich dem in den Einheitszellen, so erhöht sich zwar die Symmetriezahl in der Speicherringstruktur, aber die Einstellung der "Insertion" muß immer der Einstellung der Einheitszellen angepaßt werden. Bei einem Phasenvorschub von $\mu = n \cdot \pi$ dagegen ist die Einstellung in der "Insertion" unabhängig von den Einheitszellen zu wählen.

Je nach Anforderungen an die "Insertions" gibt es unterschiedliche Konzepte, um diese zu realisieren. Als Beispiele seien hier nur einige aufgeführt (Details s. [KE 77], [ST 85]):

a) Das "Missing-Magnet"-Konzept

Beim "Missing-Magnet"-Design wird an zwei Orten im Ring, die um einen Phasenvorschub von π auseinanderliegen müssen [ST 85], jeweils ein Dipolmagnet ausgelassen. Ansonsten ist der Aufbau dieser Zellen identisch zu den übrigen Einheitszellen. Da der Dipolmagnet die Fokussierung in einer Einheitszelle nur unwesentlich beeinflusst, verändert eine solche "Insertion" nicht die Betafunktionen im Ring. Nur die Dispersion erhält, lokalisiert auf den Ort der "Insertion", aufgrund der geringeren Ablenkung einen kleinen Versatz gegenüber der Dispersion im übrigen Teil des Ringes. Die verbleibenden Magnete müssen, da eine gesamte Ablenkung um $\alpha = 2 \cdot \pi$ erhalten bleiben muß, ein entsprechend stärkeres Magnetfeld haben als die Struktur ohne diese "Insertion".

Dieses Konzept kam für COSY nicht in Betracht, da der freiwerdende Platz nicht ausreichend war. Des weiteren bietet ein solches Konzept nicht genügend Flexibilität innerhalb der "Insertion", ohne die übrige Ringoptik zu beeinflussen.

b) "Dispersion-Suppressor"

Das Konzept des "Dispersion-Suppressors" wird hauptsächlich bei großen Speicherringen (z. B. LEP) eingesetzt, in denen lange dispersionfreie Strecken für Beschleunigungsstrukturen oder Strahlwechselwirkungszonen benötigt werden. Hierbei unterscheiden sich die optischen Strukturen der "Insertion" dadurch von den übrigen Einheitszellen, daß entweder die Feldstärke in den Dipolmagneten reduziert wird, während die fokussierenden Elemente (Quadrupole) gleich bleiben, oder aber die horizontale Fokussierung verstärkt wird. Dadurch nimmt die Dispersion im Bereich der Insertion ab, während die monochromatischen Strahleigenschaften unverändert bleiben.

Für den Einsatz in **COSY** hat aber ein weiteres Konzept den Vorzug erhalten:

c) teleskopische "Insertions"

Der Begriff "teleskopisch" bedeutet, daß diese "Insertions" eine exakte Punkt zu Punkt- bzw. eine Parallel zu Parallel-Abbildung realisieren. Im Matrixformalismus ausgedrückt bedeutet dies, daß die Abbildungsmatrix nur Diagonalelemente ungleich 0 hat, während alle Nichtdiagonalelemente 0 sind. Ein spezieller Fall, wie er für **COSY** für die gesamte Strecke vorgeschlagen wird, ist eine exakte 1 : 1 -Abbildung durch das System. Im Matrix-Formalismus wird dies durch die Einheitsmatrix als Abbildungsmatrix beschrieben.

Der Abbildungsmaßstab $m = 1$ bedeutet für den Strahlengang im Ring, daß die Symmetrie, die sich durch die Einheitszellen ergibt, in erster Ordnung nicht gestört wird.

Im Twiss-Formalismus bedeutet das Auftreten von nur Diagonalelementen ungleich 0, daß der Phasenvorschub μ dieser Struktur ein ganzzahliges Vielfaches von π ist.

Alle ionenoptischen Manipulationen innerhalb der eingeschobenen Struktur bleiben für den Rest des Ringes "unsichtbar", wenn nur gewährleistet ist, daß der Phasenvorschub $\mu = n \cdot \pi$ genau erhalten bleibt.

Beide Gesamtteleskope mit einer Länge von $L = 39.8$ m sind aufgebaut aus zwei spiegelsymmetrisch zueinander stehenden Einzelteleskopen mit einem Phasenvorschub von π .

Durch den spiegelsymmetrischen Aufbau des zweiten Teleskopes erreicht man hier den reziproken Abbildungsmaßstab, so daß die geforderte 1:1-Abbildung für das gesamte Teleskop gegeben ist. Mit m_x = horizontale und m_z = vertikale Vergrößerung ergibt sich für ein Teleskop die Abbildungsmatrix **R1**:

Die ionenoptische Auslegung der Speicherring-Struktur

$$\mathbf{R1} = \begin{pmatrix} m_x & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1/m_x & 0 & 0 \\ 0 & 0 & m_z & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1/m_z \end{pmatrix}$$

Für das spiegelsymmetrische Teleskop erhält man die Abbildungsmatrix $\mathbf{R2}$:

$$\mathbf{R2} = \begin{pmatrix} 1/m_x & 0 & 0 & 0 \\ 0 & m_x & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1/m_z & 0 \\ 0 & 0 & 0 & m_z \end{pmatrix}$$

Die Gesamtabbildung, die man als Produkt der Einzelmatrizen erhält, ergibt die Einheitsmatrix:

$$\mathbf{R2} \cdot \mathbf{R1} = \mathbf{1}$$

Aus den zahlreichen Möglichkeiten, teleskopische Systeme aus 4 oder mehr Quadrupolen zu entwerfen [BR 84], wurde wegen seiner Flexibilität der Aufbau aus zwei jeweils symmetrischen Tripletts der Form

$$- D1 - QU1 - D2 - QU2 - D2 - QU1 - D1 -$$

mit $D1, D2$ = Driftstrecken sowie $QU1, QU2$ = Quadrupole gewählt.

Mit einem so gestalteten Tripletts läßt sich eine Abbildungsmatrix \mathbf{T} der folgenden Form erzeugen:

Die ionenoptische Auslegung der Speicherring-Struktur

$$T = \begin{pmatrix} 0 & t_x & 0 & 0 \\ -1/t_x & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & t_z \\ 0 & 0 & -1/t_z & 0 \end{pmatrix}$$

Zwei unterschiedliche Tripletts, jeweils mit den Matrixelementen t_{x1} , t_{z1} und t_{x2} , t_{z2} sowie den negativen Kehrwerten, hintereinander ergeben als resultierende Abbildungsmatrix die gewünschte Teleskop-Matrix:

$$T_2 \cdot T_1 = \begin{pmatrix} 0 & t_{x2} & 0 & 0 \\ -1/t_{x2} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & t_{z2} \\ 0 & 0 & -1/t_{z2} & 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 0 & t_{x1} & 0 & 0 \\ -1/t_{x1} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & t_{z1} \\ 0 & 0 & -1/t_{z1} & 0 \end{pmatrix}$$

$$= \begin{pmatrix} -t_{x2}/t_{x1} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -t_{x1}/t_{x2} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -t_{z2}/t_{z1} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -t_{z1}/t_{z2} \end{pmatrix}$$

mit dem Abbildungsmaßstab $m = -t_2/t_1$ für die jeweilige Ebene x oder z.

In der Approximation für dünne Linsen und der Reduktion der Rechnung auf eine Ebene ergeben sich folgende Gleichungen, um ein symmetrisches Triplet mit der gewünschten Abbildungsmatrix T zu realisieren:

$$T = \begin{pmatrix} 0 & t \\ -1/t & 0 \end{pmatrix} = D1 \cdot QU1 \cdot D2 \cdot QU2 \cdot D2 \cdot QU1 \cdot D1$$

Die ionenoptische Auslegung der Speicherring-Struktur

Mit den Driften der Längen L_1 und L_2 und den Quadrupollinsen mit den Brennweiten f_1 und f_2 gilt:

$$D1 = \begin{pmatrix} 1 & L_1 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad D2 = \begin{pmatrix} 1 & L_2 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$$

$$QU1 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -1/f_1 & 1 \end{pmatrix} \quad QU2 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -1/f_2 & 1 \end{pmatrix}$$

Hieraus ergeben sich 4 Gleichungen für die 5 Triplettparameter L_1 , L_2 , f_1 , f_2 sowie t :

$$I.) \quad \{(1-L_1/f_1) \cdot (1-L_2/f_2) - L_1/f_2\} - 1/f_1 \cdot \{L_1+L_2-(L_2 \cdot L_1)/f_1\} = 0$$

$$II.) \quad \{L_2/(f_1 \cdot f_2) - 1/f_1 - 1/f_2\} \cdot \{L_1+L_2-L_1 \cdot L_2/f_1\} + \{(1-L_2/f_1) \cdot (1-L_1/f_1)\} = 0$$

$$III.) \quad \{(1-L_1/f_1) \cdot (1-L_2/f_2) - L_1/f_2\} \cdot \{L_1+L_2-(L_1 \cdot L_2/f_1)\} + \\ \{L_1+L_2-(L_1 \cdot L_2/f_1)\} \cdot \{1-L_1/f_1\} = t$$

$$IV.) \quad \{L_2/(f_1 \cdot f_2) - 1/f_1 - 1/f_2\} \cdot \{1-L_2/f_1\} - \{1/f_1 - L_2/f_1^2\} = -1/t$$

Aufgrund der Forderung

$$\det T = 1$$

sind aber nur 3 linear unabhängig. Da es 3 unabhängige Gleichungen für 5 zu bestimmende Größen gibt, ist es erlaubt, zusätzliche Beziehungen für 2 Größen anzunehmen. Die zwei zur Vereinfachung des Gleichungssystems angenommenen zusätzlichen Beziehungen:

$$L_1/f_1 = 1 \quad \text{und} \quad L_2/f_2 = -1 \quad (3.8)$$

führen zu folgender einfachen Lösung:

$$L_1 = 2 \cdot L_2 \quad (3.9)$$

entsprechend:

$$f_1 = -0.5 \cdot f_2 \quad (3.9 \text{ A})$$

Für die Größe t gilt dann:

$$\begin{aligned} t &= 4 \cdot L_2 \\ &= 2 \cdot L_1 \end{aligned} \quad (3.10)$$

Dieser Lösungsansatz stellt nicht die allgemeine, sondern eine spezielle Lösung des Gleichungssystems dar. Wie bereits erwähnt, gilt dieser Ansatz auch nur für den idealisierten Fall der dünnen Linsen. Ausgehend von diesem Lösungsansatz erhält man mit Hilfe entsprechender Computerprogramme (z. B. TRANSPORT) eine für dicke Linsen gültige Lösung des Problems.

Bei festem mechanischen Aufbau des Triplett ergeben sich zwei diskrete Triplett-Einstellungen: Durch Umpolen aller drei Quadrupole in dem Triplett erhält man eine Vertauschung der Abbildungen in horizontaler und vertikaler Ebene. Somit sind die beiden möglichen Abbildungsmatrizen T_1 und T_2 für ein Triplett gegeben durch:

$$T_1 = \begin{pmatrix} 0 & t_x & 0 & 0 \\ -1/t_x & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & t_z \\ 0 & 0 & -1/t_z & 0 \end{pmatrix}$$

oder

Die ionenoptische Auslegung der Speicherring-Struktur

$$\mathbf{T}_2 = \begin{pmatrix} 0 & t_z & 0 & 0 \\ -1/t_z & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & t_x \\ 0 & 0 & -1/t_x & 0 \end{pmatrix}$$

Ein Teleskop, das aus zwei Tripletts aufgebaut ist, erlaubt demnach vier diskrete Einstellungen für den Vergrößerungsmaßstab:

$$\begin{array}{ll} m_{x1} = -t_{x2}/t_{x1} & \text{und} \quad m_{z1} = -t_{z2}/t_{z1} \\ m_{x2} = -t_{x2}/t_{z1} & m_{z2} = -t_{z2}/t_{x1} \\ m_{x3} = -t_{z2}/t_{x1} & m_{z3} = -t_{x2}/t_{z1} \\ m_{x4} = -t_{z2}/t_{z1} & m_{z4} = -t_{x2}/t_{x1} \end{array}$$

Für alle vier Einstellungen ergibt sich jedoch das gleiche Produkt P von horizontalem und vertikalem Vergrößerungsmaßstab:

$$P = \frac{t_{x2}}{t_{x1}} \cdot \frac{t_{z2}}{t_{z1}} \quad (3.11)$$

3.4 Notwendige Anpassungsbedingungen an ausgewählten Plätzen

An einigen Plätzen in COSY gibt es definierte Anforderungen an die Strahleigenschaften. Diese können je nach Ort und Anforderung durch unterschiedliche Maßnahmen erfüllt werden.

Alle Anforderungen an die Ionenoptik, die auf Plätzen innerhalb einer Einheitszelle gestellt werden, können nur durch die Wahl des Arbeitspunktes für den Betrieb des Speicherringes beeinflusst und bestmöglich erfüllt werden. So gibt es z. B. Anforderungen an die Strahleigenschaften am Ort des "Stripper-Targets" für die Injektion. Hier sollte das Produkt aus horizontaler und vertikaler Betafunktion $\beta_x \cdot \beta_z$ möglichst klein sein, um das Emittanzwachstum des Strahles durch Kleinwinkelstreuung gering zu halten. Außerdem sollte der Betrag der Dispersion an diesem Ort möglichst klein sein, um zusätzliche Betatronoszillationen auf Grund des Energieverlustes der Ionen im Target und der daraus resultierenden neuen Sollbahn möglichst zu vermeiden.

Zusätzliche Möglichkeiten, die Strahleigenschaften zu beeinflussen, bieten sich in den beiden Teleskopen.

3.4.1 Der Targetplatz TP1 mit dem Magnetspektrometer BIG KARL

In der Mitte der einen geraden Sektion wird der Magnetspektrometer BIG KARL für hochauflösende Experimente zur Verfügung stehen. Mit ihm wurden bereits am bestehenden Zyklotron unter Verwendung eines magnetischen Monochromatorsystems in der Strahlführung Experimentresultate mit einer Impulsauflösung von $\Delta p/p \leq 10^{-4}$ erreicht.

Meßresultate, deren Impulsauflösung besser ist als die Impulsschärfe des primären Strahles, setzen voraus, daß die Optiken von Magnetspektrometer und Strahlführungssystem zum Target in geeigneter Weise aufeinander abgestimmt sind. Die Auffächerung des Strahles aufgrund der unterschiedlichen Impulse im

Die ionenoptische Auslegung der Speicherring-Struktur

Strahl, die durch die dispersive Strahlführung zum Targetplatz angestrebt wird, muß sich im Magnetspektrometer durch Dispersionsanpassung ausnutzen lassen.

Soll der Magnetspektrometer an COSY mit internem Target betrieben werden, so ergeben sich hieraus wesentliche Anforderungen an die Ionenoptik in diesem Bereich:

- 1.) Die Dispersion von Magnetspektrometer und Ringoptik müssen am Ort des Targets in fester Beziehung zueinander stehen.

BIG KARL weist eine variable Optik auf, die eine kontinuierliche Dispersionsvariation zwischen $0 \text{ m} \leq D_s \leq 26 \text{ m}$ mit veränderlicher horizontaler Vergrößerung M_s erlaubt [MA 83]. Im bisherigen Betrieb wurden hochauflösende Experimente mit einer Spektrometerdispersion von $D_s = 16.0 \text{ m}$ durchgeführt, da eine höhere Dispersion die Auflösung nicht wesentlich verbessert, die Intensität des Strahles aber stark reduziert hat. Bei dieser Dispersion beträgt die Vergrößerung $M_s \approx 1$. Der Betrag der Ringdispersion muß gleich sein dem Betrag von D_s/M_s . Daraus ergibt sich als eine Anforderung an die Ringoptik, eine Ringdispersion am Targetplatz TP1 von $|D_r| \approx 16.0 \text{ m}$ zu erzeugen.

- 2.) Die horizontale Betafunktion am Ort des Targets sollte möglichst klein werden, um die im Experiment erreichbare Impulsauflösung zu erhöhen.

Die im Experiment erreichbare Impulsauflösung ist definiert durch den Abstand der Impulse, die in der Fokalebene des Spektrometers gerade noch getrennt werden können. Dies bedeutet, daß der räumliche Abstand der beiden Impulse größer sein muß als die gesamte monochromatische Strahlausdehnung. Die halbe monochromatische Strahlausdehnung in der Fokalebene des Spektrometers x_s beträgt:

$$x_s = M_s \cdot x_0 \quad (3.12)$$

Die ionenoptische Auslegung der Speicherring-Struktur

mit M_s = Spektrometervergrößerung

und x_0 = halbe monochromatische Strahlausdehnung am Ort des Targets.

Der räumliche Abstand zweier Strahlen mit unterschiedlichem Impuls ist gegeben durch:

$$d_x = D_s \cdot \frac{\Delta p}{p} \quad (3.13)$$

Daraus folgt für die erreichbare Impulsauflösung [MA 83]:

$$\frac{p}{\Delta p} = \frac{D_s}{M_s} \cdot \frac{1}{2 \cdot x_0} \quad (3.14)$$

In gleicher Weise ergibt sich die experimentell mögliche Impulsauflösung bei einem internem Target im Speicherring. In diesem Falle ist die halbe monochromatische Strahlausdehnung gegeben durch:

$$x_0 = \sqrt{\beta \cdot \epsilon} \quad (3.15)$$

Mit (3.14) erhält man:

$$\frac{p}{\Delta p} \leq \frac{D_r}{\sqrt{\beta_r}} \cdot \frac{1}{2 \cdot \sqrt{\epsilon}} \quad (3.16)$$

Die erreichbare Impulsauflösung hängt von dem "Auflösungsparameter" $RP = D_r / \sqrt{\beta_r}$ und der Emittanz des Strahles ϵ ab. Die Impulsaufösungen in Abhängigkeit vom Auflösungsparameter mit der Emittanz als Parameter zeigt Figur 3.3.

Das Targetteleskop gestattet vier verschiedene Einstellungen, die jeweils unterschiedliche Vergrößerungsmaßstäbe vom Ende der Einheitszelle zum Target hin erzeugen. Mit den bekannten Twiss-Parametern des Strahles am Ende der Einheits-Zellen β_{uc} , α_{uc} und γ_{uc} (uc = Unit-Cell) und dem Abbildungsmaßstab

Die ionenoptische Auslegung der Speicherring-Struktur

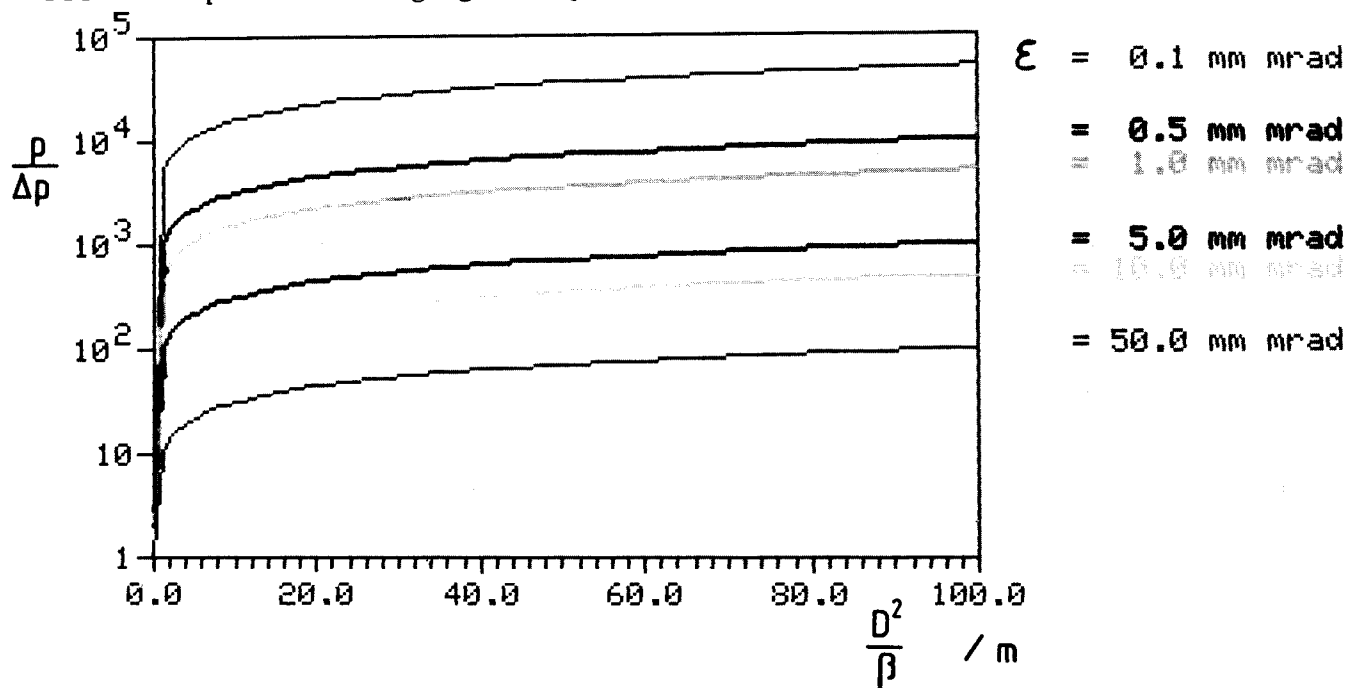


Abb. 3.3: Die im Experiment erreichbare Auflösung $p/\Delta p$ in Abhängigkeit vom Auflösungsparameter D^2/β und der Emittanz des Strahles ϵ .

des Teleskopes m ergeben sich die Strahleigenschaften am Ort des Targets:

$$\begin{aligned}
 \beta_t &= \beta_{uc} \cdot m^2 \\
 \alpha_t &= \alpha_{uc} \\
 \gamma_t &= \gamma_{uc} \cdot 1/m^2
 \end{aligned}
 \tag{3.17}$$

Die Dispersion transformiert sich proportional zur Vergrößerung m :

$$D_t = D_{uc} \cdot m \tag{3.18}$$

Damit läßt sich zeigen, daß mit einer teleskopischen Abbildung zwar die Betafunktion am Ort des Targets variiert werden kann. Aber der Auflösungsparameter D_t^2/β kann damit nicht verändert werden:

$$\frac{D_t^2}{\beta_t} = \frac{D_{uc}^2 \cdot m^2}{\beta_{uc} \cdot m^2} = \frac{D_{uc}^2}{\beta_{uc}} \tag{3.19}$$

Dies bedeutet, daß der Auflösungsparameter D_t^2/β nur durch den Arbeitspunkt des Speicherringes festgelegt ist, während die monochromatischen Eigenschaften des Strahles - β_x und β_z - durch eine geänderte Teleskopeinstellung beeinflusst werden können.

3.) Das Produkt $\beta_x \cdot \beta_z$ sollte minimal werden.

Das Emittanzwachstum des Strahles in dem vierdimensionalen Orts-Winkelraum $x-\theta-z-\phi$ ist proportional zu dem Produkt $\beta_x \cdot \beta_z$. Um die Standzeit des Speicherringes bei der Injektion bzw. im Rezirkulierbetrieb zu erhöhen, muß dieses Produkt am Ort des Targets, also sowohl am Ort der Injektion, wie auch im Falle eines hochauflösenden Experimentes am TP1, minimal werden [MA 85]. Im Falle des Injektionsortes läßt sich dies - wie bereits oben erwähnt und auch direkt einleuchtend, da der Injektionsort innerhalb der "Einheitszellen" liegt - auf jeden Fall nur durch Wahl des Arbeitspunktes beeinflussen.

Aber auch am Targetort TP1 läßt sich das Produkt $\beta_x \cdot \beta_z$ nur über die Wahl des Arbeitspunktes variieren:

Das Produkt aus horizontaler und vertikaler Vergrößerung P ist für die vier verschiedenen möglichen Teleskopeinstellungen gleich:

$$P = \frac{t_{x2}}{t_{x1}} \cdot \frac{t_{z2}}{t_{z1}} \quad (3.11)$$

und damit läßt sich auch das Produkt $\beta_x \cdot \beta_z$ nicht durch einfache Änderung des Betriebsmodes im Teleskop variieren.

4.) Die "kinematische Anpassung" muß realisiert werden können.

Der Magnetspektrometer läßt Reaktionsprodukte innerhalb eines endlichen Winkelbereiches zu. Dieser Winkelbereich sollte, um eine möglichst hohe Zählrate im Experiment zu erreichen, möglichst groß gewählt werden. Aufgrund kinematischer Effekte im Target haben Ejektile mit unterschiedlichem Re-

Die ionenoptische Auslegung der Speicherring-Struktur

aktionswinkel auch unterschiedliche Impulse, obwohl sie gleiche Einschüßenergie haben und dem gleichen Energiezustand im Restkern zugeordnet werden müssen. Um diese Ionen unterschiedlicher Impulse in einer Linie in der Fokalebene des Spektrografen sammeln zu können, müssen diese Effekte durch die kinematische Anpassung kompensiert werden.

Sowohl für die Optik im Spektrometer als auch für die Ionenoptik im Ring bedeutet diese kinematische Anpassung eine Verschiebung der im horizontalen Orts-Winkel-Raum aufrecht stehenden Strahlphasenellipse – für die Spektrometeroptik ist dies der Ort des Fokus – vom Ort des Targets um eine definierte Strecke L , die gegeben ist durch [MA 83]:

$$L = \frac{D_S}{M_S} \cdot \frac{K}{T} \quad (3.20)$$

mit D_S = Dispersion des Spektrometers

M_S = Vergrößerung des Spektrometers

K = kinematischer Faktor = $(\partial P_{\text{out}} / \partial \alpha) \cdot (1/P_{\text{out}})$

T = Targettransformation = $\cos(\alpha - \phi_t) / \cos \phi_t$

Dabei ist zu beachten, daß der Strahlfokus möglichst nur in der dispersiven Ebene um diesen Betrag L zu verschieben ist, während er in der Ebene senkrecht dazu auf dem Target gehalten werden sollte, um die Emittanzaufweitung des Strahles durch das Target gering zu halten.

Das Teleskop in der jetzigen Auslegung erlaubt eine Fokusverschiebung zwischen $-3.0 \text{ m} \leq L \leq +3.0 \text{ m}$. Diese große Flexibilität wird dadurch erreicht, daß der Betrieb der Tripletts vom grundsätzlichen Design, wie er in Abschnitt 3.3 beschrieben wurde, in folgender Weise abweicht:

Der mittlere Quadrupol, der gemäß der Gleichungen (3.9) die doppelte Feldstärke wie die äußeren Quadrupole haben muß, wird aufgespalten in zwei identische Quadrupole mit geringerer Feldstärke, d. h. die Tripletts bestehen jeweils aus 4 Quadrupolen.

Für die kinematische Anpassung werden die 4 Quadrupole des zweiten Triplets nicht mehr als symmetrisches Triplett betrieben, sondern jeder Quadrupol wird separat eingestellt. In der zweiten Hälfte des Teleskopes, die die Abbildung vom Ort des Targets zur nächsten Einheitszelle hin realisiert, wird entsprechend durch ebenfalls getrennte Ansteuerung der Quadrupole die notwendige 1:1 - Abbildung des gesamten Teleskopes wiederhergestellt.

3.4.2 Die Elektronenkühlstrecke

Um den Wechselwirkungsmechanismus zwischen Elektronenstrahl und Ionenstrahl für das Kühlen optimal nutzen zu können, ergeben sich unterschiedliche Anforderungen an die Wechselwirkungsstrecke.

1.) Eine möglichst lange elementfreie Strecke

Die Kühlzeit ist umgekehrt proportional zu dem Verhältnis aus der Länge der Kühlstrecke und dem Gesamtumfang des Speicherringes (s. Gleichung 2.3).

$$\tau_c \propto (L_{\text{cool}}/C_{\text{ring}})^{-1}$$

Da innerhalb der gesamten Wechselwirkungsstrecke einschließlich des notwendigen Raumes für die Toroide zur Ein- bzw. Auslenkung des Elektronenstrahles kein optisches Element installiert werden darf, ist ein Ziel für die Auslegung dieses Raumes, eine möglichst lange elementfreie Strecke zu schaffen. Der jetzige Entwurf sieht eine 8 m lange freie Strecke vor, die ausreichend ist, eine 3 m lange Kühlstrecke inclusive der notwendigen Toroidmagnete aufzunehmen.

Die ionenoptische Auslegung der Speicherring-Struktur

- 2.) Die Möglichkeit, die Optik den Arbeitsbedingungen der Elektronenkühlung anpassen zu können.

Die wirksame Kühlkraft zwischen Elektronen und Ionen hängt stark ab von den Winkeldivergenzen in Elektronenstrahl (θ_e) und Ionenstrahl (θ_p). Die Kühlkraft wächst linear mit der Divergenz, solange die Ungleichung

$$\theta_p \leq \theta_e \quad (3.21)$$

erfüllt ist (s. Kap. 2.2). Für größere Divergenz im Ionenstrahl nimmt die Kühlkraft proportional zu $(\theta_p)^{-2}$ mit zunehmender Divergenz ab. Außerdem läßt sich die Erhöhung der effektiven Kühlkraft durch die Magnetisierungseffekte im Solenoidfeld erst in diesem Bereich der Divergenz ausnutzen [W0 85 A].

Die Divergenz im Elektronenstrahl θ_e ist ein Maß für die transversale "Temperatur" des Elektronenstrahles T_e [BL 80]:

$$\theta_e^2 = \frac{2 \cdot k \cdot T_e}{m_e \cdot \beta^2 \cdot \gamma^2 \cdot c^2} \quad (3.22)$$

k ist die Boltzmann-Konstante. Die Divergenz des Elektronenstrahles hängt ab von Design und Betriebsart der "Elektronenkanone".

Die Divergenz des Ionenstrahles θ_p ergibt sich aus der Betafunktion in der Kühlstrecke β_c und der Emittanz des Ionenstrahles ε :

$$\theta_p^2 = \varepsilon / \beta_c \quad (3.23)$$

Daraus folgt:

$$\begin{aligned} \theta_p^2 &\leq \theta_e^2 \\ \varepsilon / \beta_c &\leq \theta_e^2 \\ \varepsilon / \theta_e^2 &\leq \beta_c \end{aligned} \quad (3.24)$$

Auf der anderen Seite muß für optimales Kühlen an jeder Stelle der Wechselwirkungsstrecke vollständiger Überlapp von Elektronen- und Ionenstrahl gewährleistet sein. Der Radius des Elektronenstrahles r_e ist durch die Auslegung der "Elektronenkanone" festgelegt. Die gewünschte transversale und longitudinale Temperatur sowie die Intensität des Elektronenstrahles, die für die erreichbaren Gleichgewichtsemittanzen ausschlaggebend sind, bestimmen die Auslegung der "Elektronenkanone" und damit den möglichen Radius r_e .

Der Radius des Ionenstrahles r_p ist wiederum gegeben durch die Betafunktion β_c und der Emittanz des Ionenstrahles ε :

$$r_p^2 = \varepsilon \cdot \beta_c \quad (3.25)$$

Daraus folgt:

$$\begin{aligned} r_p^2 &\leq r_e^2 \\ \varepsilon \cdot \beta_c &\leq r_e^2 \\ \beta_c &\leq r_e^2 / \varepsilon \end{aligned} \quad (3.26)$$

Aus den beiden Ungleichungen für β_c ergibt sich folgende Beziehung:

$$\frac{\varepsilon}{\theta_e^2} \leq \beta_c \leq \frac{r_e^2}{\varepsilon} \quad (3.27)$$

Als weitere Beziehung folgt hieraus die Bedingung für die Akzeptanz innerhalb der Kühlregion ε_{cool} :

$$\frac{\varepsilon_{cool}}{\theta_e^2} \leq \frac{r_e^2}{\varepsilon_{cool}}$$

Die ionenoptische Auslegung der Speicherring-Struktur

$$\begin{aligned}\epsilon_{\text{cool}}^2 &\leq r_e^2 \cdot \theta_e^2 \\ \epsilon_{\text{cool}} &\leq r_e \cdot \theta_e\end{aligned}\tag{3.28}$$

Da in der gesamten Kühlregion kein fokussierendes Element vorhanden sein kann, sollte die Länge der Kühlstrecke auf jeden Fall nicht so groß gemacht werden, daß die Akzeptanz der Kühlstrecke nicht mehr durch den Elektronenstrahl, sondern durch die Länge der Drift beschränkt wird.

Die Akzeptanz einer Drift ϵ_d der Länge L und dem Radius r_d ist gegeben durch

$$\epsilon_d \leq \frac{r_d^2}{L}\tag{3.5}$$

Der Radius der Drift r_d ist im Falle der Elektronenkühlung durch den Radius des Elektronenstrahles r_e definiert. Damit ergibt sich für die angepaßte Länge der Kühlstrecke:

$$\begin{aligned}\epsilon_d &\geq \epsilon_{\text{cool}} \\ \frac{r_e^2}{L} &\geq r_e \cdot \theta_e \\ \frac{r_e}{\theta_e} &\geq L\end{aligned}\tag{3.29}$$

Für die für COSY entworfene Elektronenkanone mit einem Strahlradius von $r_e = 10 \text{ mm}$ und einer Divergenz von $\theta_e = 3 \text{ mrad}$ [HA 86] ergibt sich:

a.) Für die Akzeptanz:

$$\begin{aligned}\varepsilon_{\text{cool}} &= r_e \cdot \theta_e \\ &= 10 \text{ mm} \cdot 3 \text{ mrad} \\ &= 30 \text{ mm mrad}\end{aligned}$$

b.) Für die angepaßte Betafunktion β_r in beiden Ebenen bei Ausnutzung nahezu der vollen Akzeptanz (z. B. $\varepsilon = 25 \text{ mm mrad}$):

$$\frac{\varepsilon}{\theta_e^2} \leq \beta_c \leq \frac{r_e^2}{\varepsilon} \quad (3.27)$$

$$\frac{25 \text{ mm mrad}}{9 \text{ mrad}^2} \leq \beta_c \leq \frac{100 \text{ mm}^2}{25 \text{ mm mrad}}$$

$$2.8 \text{ m} \leq \beta_c \leq 4.0 \text{ m}$$

Für den Zyklotronstrahl mit $\varepsilon = 7 \text{ mm mrad}$ ergibt sich:

$$\frac{\varepsilon}{\theta_e^2} \leq \beta_c \leq \frac{r_e^2}{\varepsilon}$$

$$\frac{7 \text{ mm mrad}}{9 \text{ mrad}^2} \leq \beta_c \leq \frac{100 \text{ mm}^2}{7 \text{ mm mrad}}$$

$$0.78 \text{ m} \leq \beta_c \leq 14.3 \text{ m}$$

Wie man erkennt, gibt es bei Ausnutzung der vollen Akzeptanz des Elektronenkühlers einen optimalen Bereich für die Betafunktion im Kühler.

c.) Für die angepaßte Länge der Kühlstrecke L:

$$L \leq \frac{r_e}{\theta_e} \quad (3.29)$$

$$L \leq \frac{10 \text{ mm}}{3 \text{ mrad}}$$

$$L \leq 3.33 \text{ m}$$

Dies führte zu der jetzt vorgesehenen Auslegung der Kühlstrecke auf 3 m. Die Abschätzung zeigt, daß die Forderung 1.) nach einer möglichst langen Kühlstrecke u. U. Nachteile mit sich bringen kann, da die Akzeptanz des Kühlers nicht ausgenutzt werden kann.

Der Einfluß einer Dispersion ungleich 0 im Bereich der Kühlstrecke auf die Kühlzeit und die erreichbaren Gleichgewichtsemittanzen ist bisher noch nicht ausreichend untersucht worden. Allerdings verkleinert eine endliche Dispersion sowohl die Akzeptanz der Kühlstrecke in der dispersiven Ebene als auch den stabilen Bereich der Elektronenkühlung. Dies resultiert aus der Tatsache, daß die Elektronen eine quadratische Geschwindigkeitsabhängigkeit vom Ort aufweisen. Simulationsrechnungen mit dem Programm SPEC (s. Kap. 2.2) zeigen, daß eine Änderung der Dispersion in der Kühlstrecke bei sonst festgehaltenen Parametern die Resultate für die Kühlzeit und die erreichbaren Gleichgewichtsemittanzen nur unwesentlich beeinflusst [TA 86]. Da der Einfluß der Dispersion auf die Geschwindigkeit und die Resultate der Elektronenkühlung vernachlässigbar ist, die Akzeptanz der Kühlstrecke jedoch durch die Dispersion merklich reduziert wird, ergibt sich als weitere Anforderung an die Ionenoptik im Bereich der Kühlstrecke:

3.) Kleine Dispersion im Bereich der Kühlstrecke.

Kapitel 4

MÖGLICHKEITEN DER INJEKTION

4.1 Die Kicker-Injektion

Als Injektor für COSY steht von Inbetriebnahme an das Jülicher Zyklotron zur Verfügung. Es kann mit der neuen externen ECR-Quelle Ionen bis ^{20}Ne beschleunigen [MAT 83]. Dabei beschränkt das Zyklotron die möglichen Ladungszustände der Ionen auf den Bereich

$$\frac{1}{3} \leq \frac{Q}{A} \leq 1 \quad (4.1)$$

Die kinetische Energie der Ionen, die vom Zyklotron extrahiert werden können, liegt zwischen

$$22.5 \text{ MeV/A} \leq E_{\text{kin}}/\text{A} \leq 45.0 \text{ MeV/A} \quad (4.2)$$

Für die Injektion in COSY ergeben sich zwei prinzipiell unterschiedliche Möglichkeiten: Die Kicker-Injektion (auch "Stacking injection" genannt) ist notwendig, sobald voll ionisierte ("gestrippte") Ionen in den Beschleuniger injiziert werden sollen.

Möglichkeiten der Injektion

Bei der Kicker-Injektion wird die Tatsache ausgenutzt, daß die Emittanz des zu injizierenden Strahles kleiner ist als die Akzeptanz des Beschleunigers oder Speicherringes, in den injiziert wird. Dies ist notwendig, da es sich bei der Kicker-Injektion um eine "Liouville'sche" Operation handelt, d. h. in ein bereits besetztes Phasenraumvolumen kann kein weiterer "Stack" injiziert werden.

Die für die Kicker-Injektion notwendigen Komponenten bestehen aus "Bumper"-Magneten und schnellen "Kicker"-Magneten. Die "Bumper" haben die Aufgabe, während der Injektionszeit den "closed orbit", die stabile Umlaufbahn aller Ionen im Ring, zu deformieren, so daß sie am Ort des "Kickers" vorbeiführt. Nach Beendigung des Injektionsvorganges werden die "Bumper" langsam in ihrer Feldstärke heruntergefahren, so daß die tatsächliche Sollbahn der Teilchen auf die eigentliche Sollbahn im Beschleuniger zurückgeführt wird. Der "Kicker" steht am Ende des Strahlführungssystem, das den Strahl vom Zyklotron in COSY transportiert. Der ankommende Strahl wird durch das Strahltransportsystem auf den Ort des durch die "Bumper" definierten "closed orbit" geführt, hat aber noch relativ zu diesem eine Winkeldifferenz. Um diese ebenfalls auszugleichen, muß das Magnetfeld in dem "Kicker" schnell hochgefahren werden. Schnell deshalb, damit er nur die Bahn des gerade zu injizierenden "Stacks" beeinflusst, jedoch nicht mehr die Bahn der bereits im Ring umlaufenden Teilchen. Diese würden ansonsten aus der Akzeptanz des Ringes herausfallen. Hieran wird auch anschaulich deutlich, warum bei dieser Methode ein bereits besetztes Phasenraumelement nicht mehr mit einem weiteren "Stack" aufgefüllt werden kann: Die bereits im Ring gespeicherten Teilchen, die zeitgleich mit dem neuen "Stack" und mit den gleichen Ortskoordinaten am Ort des "Kickers" ankommen, werden ihren Winkel relativ zur Sollbahn um den gleichen Betrag ändern, um den der neue "Stack" gekickt wird. Dadurch machen sie quasi das bereits besetzte Phasenraumelement wieder frei.

Es ergeben sich aufgrund dieser Tatsache mehrere Möglichkeiten, die einzelnen Strahlpakete, wie sie vom Zyklotron geliefert werden, im Speicherring zu "stacken":

- Sie können zeitlich hintereinander angeordnet werden ("longitudinales stacking"),
- Sie können im transversalen Phasenraum, horizontal und vertikal getrennt, nebeneinander gelegt werden ("transversales stacking")

Um die einzelnen "stacks" in der richtigen Weise im Akzeptanzphasenraum des Speicherringes anzuordnen, muß die Magnetfeldstärke in dem Kickermagneten nach einer relativ komplizierten Prozedur variiert werden.

Je nach der Ionenoptik am Ort der Injektion und dem Verhältnis von Speicherringakzeptanz zur Emittanz des zu injizierenden Strahles sind Gewinnfaktoren (oder Füllfaktoren) in der Größenordnung von **höchstens 1000** erreichbar, jedoch mit einem relativ großen Aufwand an magnetischen Elementen und einer komplizierten Fahrprozedur [ST 81].

4.2 Stripping-Injektion von H_2^+

Vom apparativen Aufwand her wesentlich einfacher als die Kicker-Injektion ist die "Stripping-Injektion". Sie nutzt die Tatsache aus, daß von dem Vorbeschleuniger – im Falle von COSY das Jülicher Zyklotron – nicht voll ionisierte Teilchen geliefert werden. Diese Ionen haben in ihrer Umgebung noch mindestens ein Elektron gebunden. Beim Durchgang durch eine dünne Folie werden diese Elektronen mit einer relativ großen Wahrscheinlichkeit von dem Kern losgelöst ("gestrippt"). Das Ion verläßt vollständig ionisiert das Target, erhöht beim Durchgang durch die Folie also seine Ladungszahl um die Anzahl der "gestrippten" Elektronen.

Im Falle der "Stripping-Injektion" gilt, da ein Target im Strahlengang vorhanden ist, das Gesetz von Liouville nicht [RE 85]. Daher können hiermit höhere Strahlintensitäten als mit der Kicker-Injektion in Speicherringe injiziert werden.

Da die zu injizierenden Ionen im Target ihren Ladungszustand ändern, haben die Teilchen vor und nach der Stripping-Folie unterschiedliche magnetische Steifigkeiten und damit unterschiedliche Ablenkradien. Dies wird durch den Parameter κ beschrieben:

$$\kappa = \frac{\rho_s}{\rho_i} \quad (4.3)$$

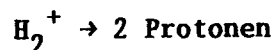
wobei ρ_i der Ablenkradius der zu injizierenden und ρ_s der Ablenkradius der bereits gespeicherten Ionen sind.

Das Stripping-Target wird am einfachsten an der Austrittsöffnung eines Dipolmagneten vorgesehen. Aufgrund des unterschiedlichen Ladungszustandes durchlaufen die bereits gespeicherten Ionen in dem Magneten eine andere Bahn als die vom Zyklotron ankommenden. Das Strahlführungssystem für den zu injizierenden Strahl muß so ausgelegt werden, daß der zu injizierende Strahl den Dipol dem Ringphasenraum entsprechend angepaßt verläßt, d. h. in Orts- und

Winkelkoordinaten dem gespeicherten Strahl gleicht. Dann befinden sie sich automatisch auf der ihrer neuen Ladungszahl entsprechenden Sollbahn. Es ist also die Aufgabe desjenigen, der das Strahlführungssystem für die Injektion entwirft, die Teilchenbahn des nicht vollständig gestrippten Ions im Magneten vom Ort des Injektionstarget in dem Magneten zurückzuverfolgen, um den geometrischen Ort zu bestimmen, an dem diese Ionensorte in den Magneten gelangen muß.

Allerdings wird es aufgrund der unterschiedlichen geometrischen Eintrittsorte in den Dipol für unterschiedlich geladene Ionensorten schwierig, ein für alle möglichen Ionenarten gleichermaßen gut zu verwendendes Transportsystem zu entwerfen.

Die ersten Überlegungen und Testmessungen gehen von Protonen als in COSY zu speichernde Teilchensorte aus. Diese lassen sich über die Stripping-Reaktion



einfach und effizient erzeugen. Testmessungen am Jülicher Zyklotron haben gezeigt, daß mit einem H_2^+ -Strom von bis zu 10 μA am Extraktionssystem des Zyklotrons gerechnet werden kann.

Zusammen mit einer Gruppe des ISKP in Bonn, die ebenfalls den Aufbruch von H_2^+ -Molekülen in dünnen ^{12}C -Folien untersucht [KO 82], wurden Testmessungen zur Bestimmung der Umladequerschnitte von H_2^+ in 2 Protonen sowie in neutralen Wasserstoff H^0 durchgeführt. Als Umladetarget wurde ^{12}C ausgewählt, da dieses Material für diese Art von Testmessungen und bei geeigneten Umladequerschnitten auch hervorragend für die Injektion in COSY geeignet ist:

- Kohlenstoff hat einen hohen ersten angeregten Zustand.
Dadurch wird einerseits das Spektrum im Experiment sehr einfach und überschaubar, andererseits wird die Energieschärfe des zu injizierenden Strahles nicht durch angeregte Kernzustände zusätzlich verschmiert.

Möglichkeiten der Injektion

- Die Targets sind leicht herzustellen.

Kohlenstoff ist ein einfach zu bearbeitendes Material. Dadurch sind die Targets leicht herzustellen, was bei der Nutzung als Injektionstarget sicherlich eine sehr wichtige Tatsache ist.

- Kleine Winkelverschmierung.

Aufgrund der niedrigen Massen- und Ladungszahl des Targetmaterials ergibt sich eine kleine Winkelverschmierung. Dies hat auf die Standzeit im Injektionsbetrieb und damit auf die erreichbare Intensität des gespeicherten Strahles großen Einfluß (s. Kapitel 5.1).

Im Verlaufe der Experimente wurden die Umladeraten von $H_2^+ \rightarrow 2p$ an ^{12}C -Targets unterschiedlicher Dicke gemessen. Gleichzeitig wurden die Zählraten für H^0 sowie für nicht gestripptes H_2^+ aufgenommen. Die Experimente wurden mit H_2^+ bei einer kinetischen Energie von $E_{kin} = 80$ MeV durchgeführt. Da der Gesamtimpuls vor und nach der Reaktion konstant bleiben muß und die Protonen die halbe Masse gegenüber dem H_2^+ -Ion haben, werden sie mit dem halben Impuls der H_2^+ -Ionen, entsprechend in nichtrelativistischer Näherung mit der halben kinetischen Energie, also $E_p = 40$ MeV weiterfliegen. Das Verhältnis der Ablenkradien von H_2^+ -Ionen und Protonen zueinander κ beträgt:

$$\kappa = \frac{\rho_p}{\rho_{H_2^+}} = \frac{P_p}{Z_p} \cdot \frac{Z_{H_2^+}}{P_{H_2^+}} = \frac{0.5 \cdot P_{H_2^+}}{1} \cdot \frac{1}{P_{H_2^+}} = \frac{1}{2} \quad (4.4)$$

In Abbildung 4.1 sind die Zählraten von Protonen, H_2^+ und H^0 in Abhängigkeit von der Dicke der Kohlenstoff-Folie – entsprechend der Anzahl der Primärteilchen normiert – aufgetragen. Gleichzeitig wurden in diese Abbildung die Daten für die Umladungsreaktion $H^- \rightarrow p$ aus einer anderen Arbeit [LA 83] eingetragen. Die Ausbeute an Protonen ist bei der H_2^+ -Reaktion größer als bei der H^- -Umladung, da im Falle des H_2^+ im günstigsten Falle 2 Protonen entstehen, was bei der H^- -Reaktion nicht vorkommen kann. Die in diesem Bild gleichzeitig dargestellten Messungen

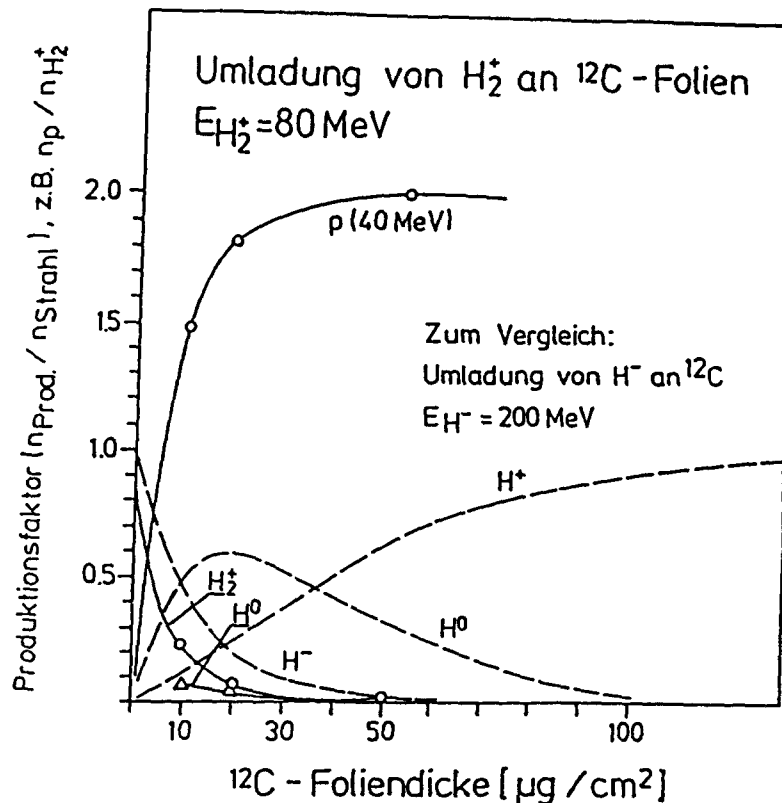


Abb. 4.1: Die Anzahl der Protonen pro Primärteilchenzahl aus der Reaktion $H_2^+ \rightarrow 2p$ (durchgezogene Linie) und $H^- \rightarrow p$ (gestrichelte Linie) in Abhängigkeit von der Dicke der Umladefolie.

können allerdings nicht direkt miteinander verglichen werden, da die H^- -Resultate bei einer Energie von 200 MeV gewonnen wurden, während die H_2^+ -Ergebnisse aus einer Messung mit 80 MeV kinetischer Energie stammen.

Wie man aus der Abbildung entnehmen kann, beträgt die Wahrscheinlichkeit für die Umladereaktion von H_2^+ bei einer Dicke der Umladefolie von $20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ bereits 90%. Eine Simulationsrechnung mit dem Programm **SIMULAT** (s. Kap. 5.3) zeigt, daß hiermit im "Rezirkuliermode" eine Intensitätsverstärkung des Zyklotronstrahles um einen Faktor ≥ 1500 möglich ist. Dies führt zu einer Zahl von gespeicherten Protonen von ca. 10^{11} . Die Rechnung ist für den einfachsten Fall durchgeführt worden, bei dem der bereits injizierte Strahl weiterhin ständig durch die Folie hindurchläuft. Die Zahl der zu speichernden Ionen kann daher noch um einige Faktoren erhöht werden, wenn das Target nur einen Teil des Akzeptanzvolumens bedeckt, so daß der gespeicherte Strahl nur für kurze Zeit relativ

Möglichkeiten der Injektion

zur Injektionszeit das Target passieren muß. Die Kriterien, die an die Ionenoptik im Speicherring für eine möglichst effiziente Injektion gestellt werden, sind in Anhang B aufgeführt. Die Effektivität der Injektion kann bei gleichzeitiger Ausnutzung der Ionenstrahlkühlung noch weiter verbessert werden.

Kapitel 5

DAS INTERNE TARGET IM RING

5.1 Der transversale Phasenraum im Rezirkulierbetrieb

In einem idealen Speicherring-Lattice bleibt die Emittanz eines injizierten Strahles - sofern keine Beschleunigung stattfindet - während der Umläufe konstant (Theorem von Liouville). Ideal bedeutet, daß Streuung der Strahlionen am Restgas, Wechselwirkungen der Strahlteilchen untereinander ("Intra-beam-Scattering", Raumladungseffekte, etc.), Strahl-Wandwechselwirkungen sowie Resonanzeffekte vernachlässigbar klein sind. Ein einzelnes Teilchen läuft während der Umläufe im Speicherring in den zweidimensionalen Projektionen $x-\theta$ und $z-\phi$ des sechsdimensionalen Phasenraumes $x-\theta-z-\phi-l-\delta$ auf Ellipsenbahnen um. Die Ellipsenparameter sind durch die Lattice-Funktionen am Beobachtungsort definiert. In der Projektion auf die Ebene $x-\delta$ schwingt das einzelne Teilchen - sofern keine Beschleunigungsstruktur in dem Lattice eingebaut ist - mit konstantem relativen Impuls δ um eine Ortsruhelage, die durch die Dispersion festgelegt ist, mit einer Amplitude, die durch die Betafunktion und die Emittanz des Teilchens definiert ist (s. Bild 5.7).

Diese ideale Bewegung der Strahlteilchen wird durch den Einbau eines Targets in den Strahlengang erheblich gestört. Durch Stöße der Strahlionen mit den Hüllenelektronen des Targetmaterials erfahren diese Energieverluste und durch

Das interne Target im Ring

Coulombwechselwirkung mit dem Ladungsfeld der Targetkerne Winkeländerungen. Als Resultat nimmt die Emittanz des Strahles in den transversalen Phasenräumen $x-\theta$ und $z-\phi$ sowie in der Impulsbreite δ zu.

Da die Winkeländerungen und Energieverluste im Target stochastische Prozesse sind, werde ich in diesem Abschnitt für die beiden transversalen Phasenräume und im nächsten Abschnitt für den Impulsraum durch analytische Beschreibungen und Abschätzungen der Effekte nur einen relativ oberflächlichen Einblick in die Vorgänge geben können und analytische Formeln zur Abschätzung der Effekte angeben. Im 3. und 4. Abschnitt dieses Kapitels werde ich Resultate von Simulationsrechnungen zeigen.

Da die Mechanismen der Winkelstreuung in den beiden transversalen Ebenen $x-\theta$ und $z-\phi$ identisch sind, mag zur Beschreibung die Beschränkung auf eine der beiden Ebenen, z. B. die $x-\theta$ -Ebene, ausreichend sein.

In Abb. 5.1 sind die Ellipsenbahnen von Teilchen mit unterschiedlichen Startkoordinaten dargestellt. Jede der Bahnen entspricht einer bestimmten Konstanten der Bewegung für dieses Teilchen (s. Kap. 1).

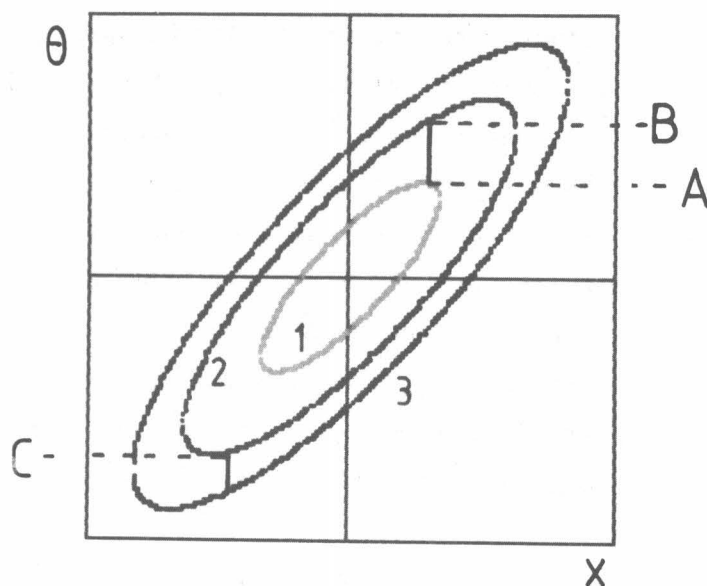


Abb. 5.1: Auswirkungen der Winkelstreuung im Target auf die Bewegung eines Strahlteilchens im horizontalen Phasenraum $x - \theta$.

Ein Teilchen, das auf der Ellipsenbahn 1 umläuft, erreicht mit den Koordinaten A den Ort des Targets im Ring. Dort erfährt es aufgrund der Stöße mit den Elektronen des Targetkernes eine Winkeländerung $d\theta$. Im Phasenraumbild führt dies nur zu einer Änderung der Winkelkoordinate, nicht zu einer Änderung im Ort. Dadurch wird das betrachtete Teilchen auf die Bahn 2 "angehoben", startet dort den nächsten Umlauf mit den Koordinaten B und erreicht mit den Koordinaten C nach einem Umlauf wieder das Target. Der nächste "Winkelkick" schiebt das Teilchen wiederum auf eine andere Bahn etc. Da die Größe und die Richtung der Winkeländerungen stochastisch sind, läuft das Teilchen während mehrerer Umläufe im Speicherring nicht mehr auf einer wohldefinierten Ellipsenbahn um, sondern wird nach und nach die gesamte Fläche überstreichen, bis es aufgrund eines zu großen "Kicks" außerhalb der Ringakzeptanz liegt und für weitere Umläufe verloren ist.

Ein "kalter" Strahl, d. h. ein Ionenstrahl, der zu Beginn keine Ausdehnung im Orts-Winkelraum hat ("Pencil-Beam"), hat nach ~~einem~~ Durchgang durch das Target eine durch Mehrfach- bzw. Vielfachstreuung bestimmte Winkelverteilung. Die Form dieser Winkelverteilung wird bestimmt durch die Streuwahrscheinlichkeit der Ionen in die Raumwinkelemente. Details zur theoretischen Beschreibung der Kleinwinkelstreuung werde ich im 3. Abschnitt diskutieren, da sie für die Simulationsrechnung notwendig ist.

Als Resultat der Kleinwinkelstreuung ergibt sich für den "Pencil-Beam" nach dem Durchgang durch das Target in erster Näherung eine gaussförmige Winkelverteilung. Insbesondere bei extrem dünnen Targets ($\rho \cdot d \leq 10 \mu\text{g}/\text{cm}^2$), die im Bereich der Einzel- bzw. Mehrfachstreuung liegen, ergibt sich eine relativ zur Gaussverteilung größere Wahrscheinlichkeit für große Streuwinkel. Für Abschätzungen in erster Näherung mag aber die Annahme einer gaussförmigen Häufigkeitsverteilung für den Streuwinkel ausreichend sein⁽¹⁾.

Die Breite der Häufigkeitsverteilung in der Projektion auf eine Ebene läßt sich nach der Formel der "Particle Data Group" [PA 86] abschätzen. Diese Formel ergibt:

Das interne Target im Ring

$$\theta_{\text{rms}} = \frac{14.1 \text{ MeV/c}}{p \cdot \beta} \cdot z_{\text{pr}} \cdot \sqrt{\frac{L}{L_r}} \cdot \left\{ 1 + \frac{1}{9} \cdot \log \frac{L}{L_r} \right\} \quad (5.1)$$

L_r ist ein materialparameter, die sog. "Strahlungslänge", der die Reichweite eines hochenergetischen Elektronenstrahles in dem Targetmaterial angibt (Details s. [PA 86]).

Für die Wahrscheinlichkeit $W(\theta)$, daß ein Ion um den Winkel θ abgelenkt wird, ergibt sich mit (5.1):

$$W(\theta) \cdot d\theta = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \cdot \theta_{\text{rms}}} \cdot \exp \left\{ -\frac{\theta^2}{2 \cdot \theta_{\text{rms}}^2} \right\} \cdot d\theta \quad (5.2)$$

Nimmt man nun einen realistischen Ionenstrahl an, dessen Winkelverteilung vor dem Target bereits einer gaussförmigen Verteilung mit der Breite θ_{beam} genügt, so hat dieser Strahl nach einem Durchgang durch das Target die resultierende Breite θ_1 :

$$\theta_1 = \sqrt{(\theta_{\text{beam}})^2 + (\theta_{\text{rms}})^2} \quad (5.3)$$

Die quadratische Addition der Breiten ist erlaubt, da es sich um die Faltung zweier unabhängiger gaussförmiger Funktionen handelt.

Entsprechend ergibt sich nach n Durchläufen des Strahles durch das Target, zunächst unter der Annahme, daß die Ionenoptik des Speicherringes die Lage der Ellipse im Phasenraum nicht ändert, die Breite der Winkelverteilung θ_n :

(1) Bei diesen Rechnungen wird die relativ große Wahrscheinlichkeit für größere Streuwinkel abweichend von einer Gaussfunktion nicht berücksichtigt. Da diese großen Winkeländerungen besonders bei kleinen Umlaufzahlen die Verlustraten beeinflussen, können bei diesen einfachen Abschätzungen des Emittanzwachstums und der Standzeit leicht Fehler bis zu einem Faktor von 5 auftreten.

$$\theta_n^2 = (\theta_{\text{beam}})^2 + n \cdot (\theta_{\text{rms}})^2 \quad (5.3 \text{ A})$$

Zusätzlich muß, da man ein Ensemble von Strahlteilchen betrachtet, die in dem transversalen Phasenraumdiagramm $x-\theta$ bzw. $z-\phi$ unterschiedliche Phasenlagen haben, über alle Phasen zwischen 0 und $2 \cdot \pi$ gemittelt werden. Dies ergibt einen Faktor $\frac{1}{2}$ für die Zunahme der Winkeldivergenz des Strahles in Gleichung (5.3 A):

$$\theta_n^2 = (\theta_{\text{beam}})^2 + \frac{1}{2} \cdot n \cdot (\theta_{\text{rms}})^2 \quad (5.4)$$

Der Winkel θ läßt sich ausdrücken durch die Strahlemittanz ϵ und den Twiss-Parameter β :

$$\theta^2 = \epsilon / \beta$$

Damit ergibt sich für die Emittanz des Strahles nach n Durchläufen durch das Target:

$$\begin{aligned} (\theta_n)^2 &= (\theta_{\text{beam}})^2 + \frac{n}{2} \cdot (\theta_{\text{rms}})^2 \\ \Rightarrow \epsilon_n &= (\theta_n)^2 \cdot \beta = \left[(\theta_{\text{beam}})^2 + \frac{n}{2} \cdot (\theta_{\text{rms}})^2 \right] \cdot \beta \end{aligned}$$

$$\epsilon_n = \epsilon_{\text{beam}} + \frac{n}{2} \cdot \beta \cdot \theta_{\text{rms}}^2 \quad (5.5)$$

Wie diese Gleichung zeigt, ist die Emittanzzunahme proportional zum Twiss-Parameter β . Dieser sollte daher am Ort des Targets möglichst minimal sein.

5.2 Der longitudinale Phasenraum

Neben den im vorigen Abschnitt diskutierten Effekten durch Kleinwinkelstreuung ergeben sich zusätzliche Teilchenverluste durch die Aufweitung des Strahles im Impulsraum.

Die Ionen des Ionenstrahles übertragen beim Durchflug durch das Target Energie auf die Hüllenelektronen der Targetkerne. Die Theorie zur Berechnung der Energieverlustverteilung ist zuerst von Landau [LA 44] und Vavilov [VA 57] beschrieben worden. Die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion für den Energieverlust ist eine mathematisch kompliziert zu beschreibende Funktion, die entsprechend auch wenig geeignet ist für grobe Abschätzungen der Effekte. Der genaue Verlauf der Energieverlustfunktion wird ebenfalls in Abschnitt 3 bei der Beschreibung des Simulationsprogrammes diskutiert.

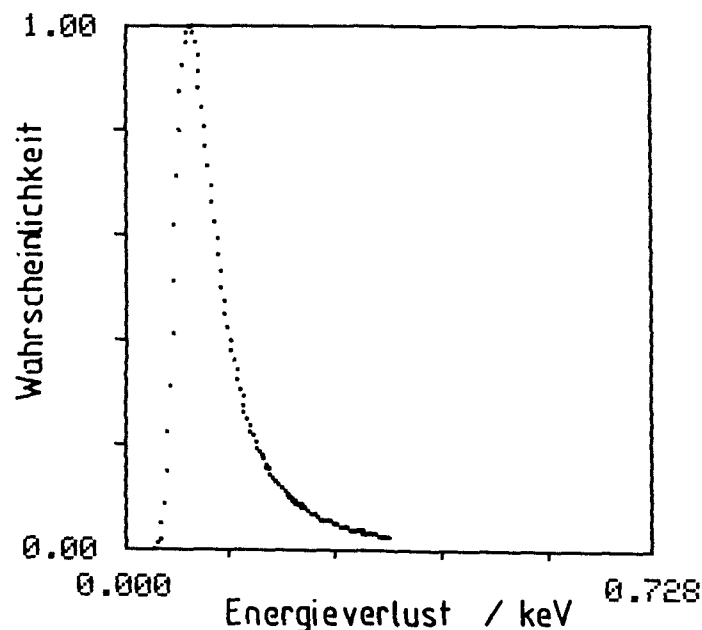


Abb. 5.2: Die Energieverlustfunktion für den Durchgang von 45 MeV Protonen durch eine $20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ dicke Kohlenstoff-Folie.

Ein Beispiel für eine Energieverlustkurve zeigt Figur 5.2 für den Durchgang von 45 MeV Protonen durch ein $20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ dickes Kohlenstofftarget. Am Verlauf dieser Funktion erkennt man, daß sie in der Umgebung des "wahrscheinlichsten" Energieverlustes ähnlich einer Gaußkurve verläuft. Sie ist jedoch asymmetrisch und zeigt eine relativ große Wahrscheinlichkeit für große

Energieverluste. Aufgrund des asymmetrischen Verlaufes der Energieverlustfunktion ist der wahrscheinlichste Energieverlust nicht identisch mit dem mittleren Energieverlust $\langle E \rangle$, der sich nach folgender Formel abschätzen läßt [PA 86]:

$$\langle E \rangle = \frac{D \cdot Z_{\text{targ.}} \cdot \rho_{\text{targ.}}}{A_{\text{targ.}}} \cdot \frac{z_{\text{proj.}}^2}{\beta^2} \cdot \left\{ \ln \left\{ \frac{2m_e \gamma^2 \beta^2 c^2}{I} \right\} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} - \frac{C}{Z_{\text{targ.}}} \right\} \quad (5.6)$$

Die Größen C und δ sind phänomenologische Funktionen, die in der Regel als vernachlässigbar klein angenommen werden dürfen. I ist die Bindungsenergie der Elektronen im Medium und $D=0.3070 \text{ MeV} \cdot \text{cm}^2/\text{g}$ (weitere Details s. Literatur).

Der maximale Energieverlust E_{max} entspricht der Energie, die maximal einem Hüllenelektron übertragen werden kann. Er beträgt ein Vielfaches des mittleren Energieverlustes. Für E_{max} gilt:

$$E_{\text{max}} = \frac{2 \cdot m_e \cdot \beta^2 \cdot \gamma^2 \cdot c^2}{1 + 2 \cdot \gamma \cdot (m_e/M_{\text{pr}}) + (m_e/M_{\text{pr}})^2} \quad (5.7)$$

Aufgrund der Dispersionsfunktion im Ring ändert sich mit einer Impulsänderung für ein Strahlteilchen auch der Ort des "closed orbit", der Umlaufbahn. Erfährt das Teilchen - entweder durch häufigen Durchgang durch das Target mit jeweils geringem Energieverlust, oder durch einen großen Energieverlust bei einem Durchgang durch das Target - große Energieverluste, so liegt der mittlere Ort der Umlaufbahn außerhalb der Ringakzeptanz und das Teilchen ist verloren. Die Verlustrate wird noch vergrößert durch die Tatsache, daß nicht allein die mittlere Position der Umlaufbahn sich ändert, sondern auch die Amplitude der Betatronschwingung sich vergrößert. Bild 5.3 soll dies verdeutlichen.

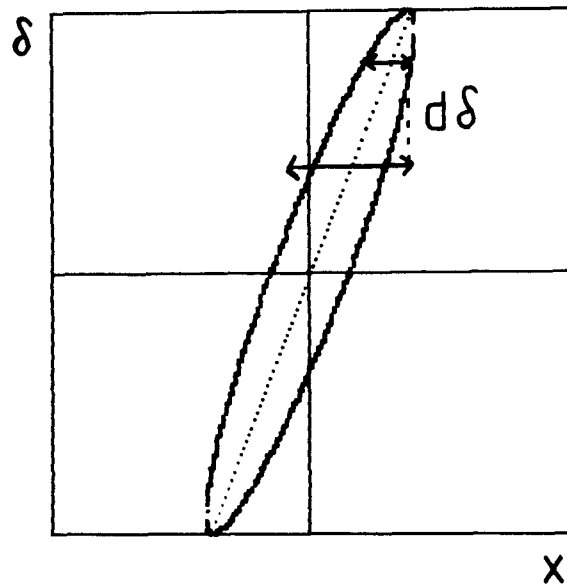


Abb. 5.3: Zunahme der Betatronschwingungsamplitude durch die Änderung der Energie eines Strahlions an einem Ort im Ring mit endlicher Dispersion.

Das Teilchen schwingt im ungestörten Falle um die durch die Dispersion D_T und Impuls δ definierte Ruhelage 1 mit der durch die Betafunktion β_T und Emittanz ϵ festgelegten Amplitude. Durch die Impulsänderung verändert sich nicht der tatsächliche Ort des Teilchens, aber die zum neuen Impuls gehörende Ruhelage, um die das Teilchen nun schwingt. Dies führt i. A. zur Vergrößerung der Amplitude im Ortsraum und damit ebenfalls zu einer Zunahme der transversalen Emittanz. Entsprechend wirkt sich eine Winkeldispersion D'_T am Ort des Targets auf die Amplitude der Schwingung im Winkelraum aus. Für eine grobe Abschätzung dieser Effekte, die eine Kopplung zwischen longitudinalem und transversalem Phasenraum darstellen, werde ich die asymmetrische Energieverlustfunktion auch als gaussförmige Funktion mit einer RMS-Breite δ_{rms} annähern⁽²⁾. Damit kann man wieder zu der einfachen Form der quadratischen Addition der Einzelbreiten im Ort und Winkel übergehen. Die Dispersion D_T ergibt nach n Durchgängen des Strahles durch das Target eine RMS-Breite der Schwingungsamplitude x_n (analog zur Winkelaufweitung durch das Target):

(2) Für grobe Abschätzungen der Effekte kann man annehmen: Die RMS-Breite der Energieverlustfunktion schwankt etwa zwischen 10% und 30% des mittleren Energieverlustes, abhängig von Projektil, Targetmaterial und Energie.

$$x_n^2 = x_0^2 + \frac{n}{2} \cdot D_T^2 \cdot \delta_{rms}^2 \quad (5.8)$$

Ersetzt man in dieser Gleichung x wieder durch die Größen β_T und ϵ , so erhält man als Emittanzzunahme $\Delta\epsilon$:

$$\Delta\epsilon = \frac{n}{2} \cdot \frac{D_T^2}{\beta_T} \cdot \delta_{rms}^2 \quad (5.8 A)$$

In der gleichen Weise führt die Winkeldispersion D'_T zu einer Zunahme der Emittanz $\Delta\epsilon$:

$$\Delta\epsilon = \frac{n}{2} \cdot \beta_T \cdot D_T'^2 \cdot \delta_{rms}^2 \quad (5.8 B)$$

Addiert man diese Effekte zu Gleichung (5.5), so ergibt sich nach n Durchläufen des Strahles durch das Target eine Emittanz der Größe:

$$\epsilon_n = \epsilon_{beam} + \frac{n}{2} \cdot \frac{D_T^2}{\beta_T} \cdot \delta_{rms}^2 + \frac{n}{2} \cdot \beta_T \cdot \left[\theta_{rms}^2 + D_T'^2 \cdot \delta_{rms}^2 \right] \quad (5.9)$$

Um die Verlusten möglichst gering zu halten, ist es auf jeden Fall notwendig, eine Beschleunigungsstruktur im Speicherring vorzusehen, die den mittleren Energieverlust kompensiert. Dabei muß die Impulsakzeptanz der Beschleunigungsstruktur durch eine möglichst große Spitzenspannung maximiert werden, damit Ionen mit einem großen Energieverlust nach Möglichkeit auch weiterhin im Umlauf gehalten werden können. Zusätzlich kann versucht werden, die Position der Kavität relativ zum Target zu optimieren, so daß sich Impulsänderungen der Ionen im Target auf dem Flug zur Kavität in Laufzeitdifferenzen transformieren können. Dadurch erfahren sie in der Kavität entsprechend ihres Zeitabstandes zum Sollteilchen eine unterschiedliche Beschleunigung. Wie groß der Einfluß der Wegstreckendifferenz zwischen Target und Kavität auf die Standzeit ist, muß aber noch in einer Simulationsrechnung geprüft werden.

Das interne Target im Ring

Betrachtet man die Differentialgleichungen, die die Bewegung eines Ions im longitudinalen Phasenraum beschreiben (s. Kapitel 1.2):

$$\frac{dW}{dt} = eV_0 \cdot (\sin \Phi - \sin \Phi_s) \quad (1.28)$$

$$\frac{d\Phi}{dt} = -\frac{1}{2\pi} \cdot \frac{h\eta (2\pi\nu_s)}{R_S p_S} \cdot W \quad (1.29)$$

so erkennt man, welche Änderungen in der analytischen Beschreibung dieser ungestörten Bewegung eines Teilchens vorgenommen werden müssen, um den Energieverlust aufgrund von Targeteffekten in die mathematische Beschreibung mit einschließen zu können: In Gleichung (1.28), die die Energiezunahme eines Teilchens pro Umlauf beschreibt, muß der Energieverlust E_1 eingefügt werden. Damit ergibt sich:

$$\frac{dW}{dt} = eV_0 \cdot (\sin \Phi - \sin \Phi_s) - E_1 \quad (5.10)$$

während Gleichung (1.29), die aus der neuen Energie die neue Phasenlage des Ions berechnet, unverändert bleibt.

Setzt man nun wieder Gleichung (1.29) – nach W aufgelöst – in Gleichung (5.10) ein, so ergibt sich die Differentialgleichung:

$$\frac{d}{dt} \left\{ \frac{R_S \cdot p_S}{h \cdot \eta \cdot 2\pi\nu_s} \cdot \frac{d\Phi}{dt} \right\} + \frac{eV_0}{2 \cdot \pi} \cdot (\sin \Phi - \sin \Phi_s) - \frac{E_1}{2 \cdot \pi} = 0 \quad (5.11)$$

Da im Rezirkuliermode R_s , p_s , v_s und ϕ_s als zeitlich konstant angenommen werden dürfen, ergibt sich nach einmaliger Integration und Substitution von:

$$\Omega^2 = \frac{h \cdot \eta \cdot 2 \pi v_s}{p_s} \cdot \frac{e \cdot V_0 \cdot \cos \phi_s}{2 \pi \cdot R_s} \quad (1.33)$$

folgende Differentialgleichung erster Ordnung:

$$\frac{\dot{\phi}^2}{2} - \frac{\Omega^2}{\cos \phi_s} (\cos \phi + \phi \cdot \sin \phi_s) - \frac{\Omega^2}{e V_0 \cdot \cos \phi_s} \cdot E_1 \cdot \phi = C \quad (5.12)$$

Hierin ist E_1 der Energieverlust, den das Ion im Target erlitten hat. Obwohl es eine stochastische Größe ist, soll für eine erste Abschätzung die Annahme des mittleren Energieverlustes $\langle E \rangle$ als ausreichend angesehen werden. Der zusätzliche Summand in der Differentialgleichung bewirkt, daß die Bewegung des Ions auf seiner in sich geschlossenen Bahn im Phasenraumdiagramm nicht mehr um die ursprüngliche Beschleunigungsphase ϕ_s stattfindet, sondern um einen neuen Phasenwinkel ϕ_r , für den gilt:

$$\sin \phi_r = \frac{\langle E \rangle}{e V_0} + \sin \phi_s \quad (5.13)$$

Solange der Energieverlust des Teilchens nicht so groß ist, daß er das Teilchen außerhalb des Bereiches der Separatrix führt, wird das Ion weiterhin stabile Bahnen im longitudinalen Phasenraum beschreiben. Die Breite der Energieverlustfunktion bewirkt eine zusätzliche Verbreiterung der Bewegungsfigur im Phasenraumdiagramm (s. Abschnitt 5.4).

Genaue Resultate über die Aufweitung des Ionenstrahles im longitudinalen Phasenraum und die Auswirkungen der durch Kopplung zwischen longitudinalem und transversalem Phasenraum angefachten Betatronschwingungen lassen sich nur mit Hilfe eines Computerprogrammes gewinnen.

5.3 Das Simulationsprogramm

Die in den beiden vorigen Abschnitten hergeleiteten Formeln können nur zu einem relativ oberflächlichen Einblick in die Effekte führen. Damit ist auch nur eine sehr grobe Abschätzung für mögliche Luminositätsgewinne oder Standzeiten im "Rezirkulierbetrieb" möglich. Ein Hauptnachteil dieser groben Darstellung ist die Betrachtung der veränderlichen Parameter unabhängig voneinander. Die Aufweitung des transversalen Phasenraumes wird z. B. unabhängig von der Zunahme der Impulsunschärfe betrachtet. In der Realität jedoch regt eine Änderung der Energie an einer Stelle im Ring zusätzliche Betatronschwingungen an, die den transversalen Phasenraum aufweiten. (Dieser Vorgang und die Auswirkungen auf den Phasenraum sind in den vorangegangenen Abschnitten nur oberflächlich berücksichtigt).

Solche Effekte wie auch eine umfassendere Berechnung der statistischen Prozesse können sehr gut mit Hilfe eines Computerprogrammes studiert werden. Hiermit kann leicht ein repräsentatives Ensemble von Strahlteilchen auf seinen Umläufen im Ring verfolgt werden. Dabei lassen sich die Beschreibung der Ionenoptik und der Formalismus für die Beschleunigungsstruktur relativ einfach programmieren. Die stochastischen Prozesse, die im Target stattfinden, können aber nach Monte-Carlo-Methode als zufällige Ereignisse mit entsprechender Gesetzmäßigkeit berücksichtigt werden.

In den folgenden Abschnitten werden die einzelnen Programmteile des für diese Zwecke entwickelten Programms **SIMULAT** beschrieben.

5.3.1 Beschreibung des ionenoptischen Teils der Rechnungen

Das Programm ist so abgefaßt, daß es aus einem vorgegebenen Phasenraum per Zufallszahlengenerator die Startkoordinaten für eine vorwählbare Anzahl von Teilchen bestimmt. Im weiteren Verlauf der Rechnung wird die Bahn jedes der Teilchen für eine definierte Anzahl von Umläufen bzw. bis zum Verlust des Teilchens an einem der Schlitze verfolgt.

Die Einflüsse der Ionenoptik auf die Bahn der einzelnen Teilchen wird durch die Matrixdarstellung der Optik errechnet. Bei der Notation und der Rechnung wird derselbe Formalismus wie in dem Ionenoptikprogramm **TRANSPORT** [BR 80] benutzt.

Die Koordinaten jedes Teilchens in dem sechsdimensionalen Phasenraum werden in der Form eines Spaltenvektors P mit den sechs Komponenten x , θ , z , ϕ , l und δ dargestellt.

Eine ionenoptische Strecke, aufgebaut aus magnetischen Elementen, wird bei Rechnungen erster Ordnung durch eine 6×6 dimensionale Abbildungsmatrix M beschrieben. Die Phasenraumkoordinaten des Teilchens nach Durchlaufen einer optischen Strecke mit gegebener Abbildungsmatrix ergeben sich durch Multiplikation des ursprünglichen Teilchenvektors P_{old} mit der Matrix (s. Kapitel 1):

$$P_{new} = M \cdot P_{old} \quad (1.3)$$

Das Programm ist so strukturiert, daß es eine Unterteilung des gesamten Ringes in nahezu beliebig viele Abschnitte ($N \leq 100$) erlaubt. Jeder der Abschnitte wird durch die zugehörige Abbildungsmatrix charakterisiert. Die einzelnen Abbildungsmatrizen müssen zuvor in einem Rechenlauf mit **TRANSPORT** ermittelt werden. Das Programm berücksichtigt nur Abbildungsmatrizen erster Ordnung, da angenommen werden kann, daß bei Aufbau der magnetischen Elemente mit geringer Toleranz der Verlustmechanismus hauptsächlich durch die Targeteffekte bestimmt wird, und daß Abbildungsfehler zweiter oder höherer Ordnung dagegen vernachlässigbar sein sollten. In einer später möglichen Erweiterung des Programmes können jedoch auch **TRANSPORT**-Matrizen bis zur zweiten Ordnung berücksichtigt werden.

Durch die Multiplikation der einzelnen Teilchenvektoren mit den Matrizen lassen sich die Orts- bzw. Winkelkoordinaten jedes der Teilchen an allen Stellen im Ring berechnen. So ist es einfach, an beliebigen Stellen emittanzdefinierende Schlitze mit horizontalen und vertikalen Strahlbegrenzungen einzuführen und zu überprüfen, ob das Teilchen innerhalb der Ringakzeptanz bleibt oder auf eine der Schlitzbacken fällt und für den weiteren Umlauf ver-

Das interne Target im Ring

loren ist. Liegt ein Teilchen außerhalb der Ringakzeptanz, wird es im weiteren Verlauf der Rechnung nicht weiter berücksichtigt, und die Zahl der umlaufenden Teilchen wird um 1 verringert. Auf diese Weise läßt sich die Anzahl der umlaufenden Teilchen in Abhängigkeit von der Rundenzahl ermitteln.

Das Programm sieht einige Kontrollausgaben vor, die es ermöglichen, die Arbeitsweise des ionenoptischen Teils der Rechnungen zu überprüfen. So werden zunächst alle definierten Längen addiert und damit der Gesamtumfang des Ringes C ermittelt. Durch Multiplikation aller vorkommenden Matrizen wird die resultierende Gesamtmatrix des Ringes \mathbf{M}_{res} für einen Umlauf bestimmt. Diese kann mit dem Ergebnis einer **TRANSPORT**-Rechnung verglichen werden. Zusätzlich wird $\gamma_{\text{tr.}}$ nach der Gleichung

$$\gamma_{\text{tr.}}^2 = - \frac{C}{R_{56}} \quad (5.14)$$

ermittelt. Dieses dient einerseits zur Kontrolle der Beschleunigungsphase, kann auf der anderen Seite auch mit einer Ringrechnung mit dem Programm **MAD** verglichen werden, das $\gamma_{\text{tr.}}$ berechnet und als Resultat ausdrückt.

Außerdem ermöglicht das Programm Darstellungen der verschiedenen Projektionen des Phasenraumes nach einer bestimmten Anzahl von Umläufen, und zwar sowohl am Startpunkt der Ringrechnung als auch – falls definiert – am Ort des Targets. Sind nur lineare optische Elemente, d. h. Matrizen, definiert, und wurde mit den "Lattice-Funktionen" angepaßten Bedingungen gestartet, darf sich die Darstellung der Phasenräume nicht mit der Zahl der zurückgelegten Umläufe ändern. Zusätzlich stellt das Programm in einer Farbgrafik die Bewegung eines zu Beginn zufällig ausgewählten Teilchens in den verschiedenen Projektionsebenen des Phasenraumes während aller Umläufe dar. Diese müssen bei Vorhandensein von ausschließlich linearen Elementen Ellipsenbahnen in $x-\theta$ und $z-\phi$ sein, während sich der Impuls des Teilchens δ nicht ändert, und so das Teilchen bei konstantem δ um eine durch die Dispersion festgelegte Ruhelage mit der durch Betafunktion und Emittanz bestimmten Amplitude schwingt.

Resultate dieser Testrechnungen werden in Abschnitt 5.4 gezeigt.

5.3.2 Die Beschleunigungsstruktur

Ist in dem Eingabedatensatz eine Beschleunigungsstruktur definiert, so wird in dem Unterprogramm "CAVITY" die **tatsächliche** Energieänderung in der Beschleunigungsstruktur für jedes der Teilchen berechnet. Die vereinfachte Annahme, jedes der Teilchen würde dieselbe Energieänderung – durch Spitzenspannung der Kavität und Sollbeschleunigungsphase festgelegt – erfahren, ist nur eine sehr grobe Näherung und kann zu verfälschten Resultaten führen.

Die Eigenschaften der Kavität werden im Eingabedatensatz durch Länge der Kavität, Spitzenspannung V_0 und Beschleunigungsphase für das synchrone Teilchen Φ_s sowie der Harmoniezahl festgelegt. Aus Harmoniezahl und Umlauffrequenz des synchronen Teilchens berechnet das Programm die Frequenz ν_{hf} der sinusförmigen Beschleunigungsspannung. Entsprechend der Sollphase wird der Sollimpuls neu berechnet, der im weiteren Verlauf der Rechnung berücksichtigt wird und auf den sich die weiteren relativen Impulse δ der Teilchen beziehen. Die Änderung des Sollimpulses wirkt sich nicht auf den ionenoptischen Teil der Rechnung aus, solange man davon ausgeht, daß im Beschleunigungsbetrieb die Feldstärke der magnetischen Elemente proportional zur Impulsänderung variiert wird. In diesem Fall sind die Abbildungsmatrizen impulsunabhängig.

Die Beschleunigungsstruktur verändert für ein Teilchen die longitudinale Impulskomponente entsprechend der Phase, die das Teilchen in der Kavität tatsächlich sieht. Zu diesem Zweck wird für jedes Teilchen die tatsächliche Zeitdifferenz zum Sollteilchen ausgerechnet, und aus Sollphase, Frequenz und Zeitdifferenz wird die tatsächliche Energieänderung bestimmt.

Die Zeitdifferenz errechnet sich aus der Zeit, die ein Teilchen auf Sollbahn mit Sollimpuls p_s und der entsprechenden Geschwindigkeit β_0 benötigt, und der Zeit, die das tatsächliche Teilchen mit Impuls p_r und entsprechender Geschwindigkeit β_r auf der tatsächlichen Bahn benötigt.

Die Zeit, die das Sollteilchen für eine bestimmte Strecke s_0 benötigt, t_0 , beträgt:

Das interne Target im Ring

$$t_0 = \frac{s_0}{\beta_0 \cdot c} \quad (5.15)$$

Das tatsächliche Teilchen fliegt mit der Geschwindigkeit β_r , hat aber auch eine andere Strecke s_r zurückzulegen:

$$\begin{aligned} s_r &= s_0 - l \\ \Rightarrow t_r &= \frac{s_0 - l}{\beta_r \cdot c} \end{aligned} \quad (5.16)$$

wobei l die 5. Komponente des 6-dimensionalen Teilchenvektors ist (s. Kap. 11). Daraus folgt für die Zeitdifferenz Δt :

$$\begin{aligned} \Delta t &= \frac{s_0 - l}{\beta_r \cdot c} - \frac{s_0}{\beta_0 \cdot c} \\ &= \frac{s_0}{c} \cdot \left\{ \frac{1}{\beta_r} - \frac{1}{\beta_0} \right\} - \frac{l}{\beta_r \cdot c} \end{aligned} \quad (5.17)$$

Damit erreicht das tatsächliche Teilchen die Kavität zu einem Zeitpunkt, in der die Beschleunigungsspannung den Wert V_r hat:

$$V_r = V_0 \cdot \sin \{ \phi_s + (2\pi \cdot \nu_{hf} \cdot \Delta t) \} \quad (5.18)$$

Die Beschleunigung führt für ein Teilchen aber nicht nur zu einer Impulsänderung, sondern auch zu einer Winkeländerung. Der Winkel θ (bzw. ϕ) des Teilchens entspricht dem Verhältnis aus transversaler und longitudinaler Impulskomponente p_x bzw. p_z und p_l :

$$\theta = \frac{p_x}{p_l} \qquad \phi = \frac{p_z}{p_l} \quad (5.19)$$

Die Kavität verändert nur die longitudinale, nicht aber die transversale Komponente des Impulses. Damit gilt für die Winkel des Teilchens vor bzw. nach der Kavität θ_{old} bzw. ϕ_{old} und θ_{new} bzw. ϕ_{new} :

$$\theta_{\text{old}} = \frac{p_x}{p_{l \text{ old}}} \quad \phi_{\text{old}} = \frac{p_z}{p_{l \text{ old}}} \quad (5.20)$$

$$\Leftrightarrow \theta_{\text{new}} = \frac{p_x}{p_{l \text{ new}}} \quad \phi_{\text{new}} = \frac{p_z}{p_{l \text{ new}}} \quad (5.21)$$

Setzt man p_x bzw. p_z aus Gleichung ein, so ergibt sich:

$$p_x = \theta_{\text{old}} \cdot p_{l \text{ old}} \quad p_z = \phi_{\text{old}} \cdot p_{l \text{ old}}$$

$$\Rightarrow \theta_{\text{new}} = \frac{p_{l \text{ old}}}{p_{l \text{ new}}} \cdot \theta_{\text{old}} \quad \phi_{\text{new}} = \frac{p_{l \text{ old}}}{p_{l \text{ new}}} \cdot \phi_{\text{old}} \quad (5.22)$$

Gleichungen (5.22) zeigen, daß die Winkeldivergenz eines Teilchens bei Beschleunigung abnimmt. Dies erklärt die Tatsache, daß in einem Beschleuniger die normalisierte Emittanz

$$\epsilon^* = \beta \cdot \gamma \cdot \epsilon \quad (5.23)$$

die proportional zum Impuls ist, konstant ist, während die Emittanz ϵ bei Beschleunigung abnimmt ("adiabatic shrinkage") [WI 77].

Das Programm speichert, wie für den ionenoptischen Teil der Rechnung, wiederum für ein Teilchen die tatsächliche Beschleunigungsphase Φ_r und den relativen Impuls δ für jeden Umlauf. Diese werden am Schluß der Rechnung wieder in einer Farbgrafik im longitudinalen Phasenraum Φ - δ dargestellt. Hieraus resultiert die Kontrollmöglichkeit für den Programmteil der Beschleunigung: Die Verfolgung der Koordinaten des tatsächlichen Teilchens wird verglichen mit der lineare Lösung der analytischen Bewegungsgleichung im longitudinalen Phasenraum (Gleichung 1.34). Für den Fall, daß kein Target im Ring vorgesehen ist und die Sollphase der Kavität Φ_s gleich 0° ist, im Mittel also keine Beschleunigung stattfindet, müssen die Bahnen der Teilchenverfolgung und die

Das interne Target im Ring

lineare Lösung der Bewegungsgleichungen übereinstimmen. Im Falle einer Beschleunigungsphase $\Phi_s \neq 0$ nimmt die Amplitude der Schwingungen im longitudinalen Phasenraum ab. Das Teilchen bewegt sich im Φ - δ -Phasenraum in Form einer Spirale von der linearen Lösung der Bewegungsgleichungen in Richtung 0-Punkt. Die Abnahme der Schwingungsamplitude wird in der linearen Lösung der Bewegungsgleichung nicht dargestellt, da sie als Näherung von konstantem Sollimpuls ausgeht. Als zusätzliche Option ist es aber möglich, nachträglich die in der linearen Lösung als konstant angenommenen Parameter - Sollimpuls, Umlauf- und Beschleunigungsfrequenz, Synchrotronschwingungszahl etc. - ebenfalls zeitlich zu verändern und so die Arbeitsweise des Programms noch besser zu überprüfen.

In dem Programm wird berücksichtigt, daß bei Passieren der "Transition"-Energie die Sollphase der Beschleunigung von Φ_s auf $(\pi - \Phi_s)$ umgeschaltet werden muß. Rechnerisch erfolgt dies im Programm während eines Umlaufes im Ring.

Resultate dieser Testrechnungen sind wieder in Abschnitt 5.4 dargestellt.

5.3.3 Berechnungen der Targeteffekte

Im Target finden stochastische Prozesse statt, die das Verhalten der Ionen im Phasenraum wesentlich beeinflussen, und zwar der Energieverlust der Ionen aufgrund von Streuung an den Hüllenelektronen des Targetmaterials sowie die Kleinwinkelstreuung, die durch die Wechselwirkung der Projektile mit dem Coulombfeld der Targetkerne verursacht wird. Dies sind stochastische Prozesse, die sich mit Hilfe von Monte-Carlo-Rechnungen simulieren lassen.

5.3.3.1 Der Energieverlust

Für die Berechnung des Energieverlustes der Ionen im Targetmaterial werden in dem Programm **SIMULAT** Unterprogramme benutzt, die in der CERN-Program Library enthalten sind. Eine detaillierte Beschreibung dieser Unterprogramme stellt der "Long Write-Up" G111 des CERN Computer Centre dar [SC 73].

Basis der Rechnungen ist eine Fouriertransformation der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion des Energieverlustes, basierend auf den Ausführungen von Landau [LA 44] und Vavilov [VA 57].

Die Unterprogramme berechnen den Energieverlust des Teilchens, genauer: den von Landau und Vavilov eingeführten Parameter Λ , der nach Gleichung (5.24) mit dem tatsächlichen Energieverlust E_1 zusammenhängt:

$$\Lambda = \frac{E_1 - \langle E \rangle}{\xi} - 1 - \beta^2 + C - \ln \kappa \quad (5.24)$$

Daraus folgt:

$$E_1 = \langle E \rangle + \xi \cdot (\Lambda + 1 + \beta^2 - C + \ln \kappa) \quad (5.25)$$

Für die Parameter gilt:

$$\begin{aligned} C &= \text{Euler's Konstante} = 0.5772... \\ \beta &= \text{relativistische Geschwindigkeit} = v/c \\ \xi &= 0.30058 \cdot (\rho \cdot d) \cdot (m_e c^2 / \beta^2) \cdot (Z_{\text{target}} / A_{\text{target}}) \\ \kappa &= \xi / \epsilon_{\text{max}} \\ \epsilon_{\text{max}} &= \text{maximal möglicher Energieübertrag auf ein Elektron} \\ &= \frac{2 \cdot m_e c^2 \cdot \beta^2 \cdot \gamma^2 \cdot c^2}{1 + 2 \cdot \gamma \cdot (m_e / M_{\text{proj.}}) + (m_e / M_{\text{proj.}})^2} \end{aligned}$$

Der mittlere Energieverlust $\langle E \rangle$ berechnet sich nach Formel (5.6).

Die Zahl Λ wird in den beiden Unterprogrammen (je nach dem Wert von K wird das Programm für die Landau- oder für die Vavilovverteilung benutzt) als Zufallszahl entsprechend der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion ermittelt. Dies wird in dem Programm umgerechnet in einen Energieverlust E_1 und in eine Impulsänderung $\Delta\delta$. Ein Beispiel für die Häufigkeitsverteilung des Energieverlustes E_1 aufgrund von Targeteffekten ist in Figur 5.4 dargestellt (vgl. Abb. 5.2).

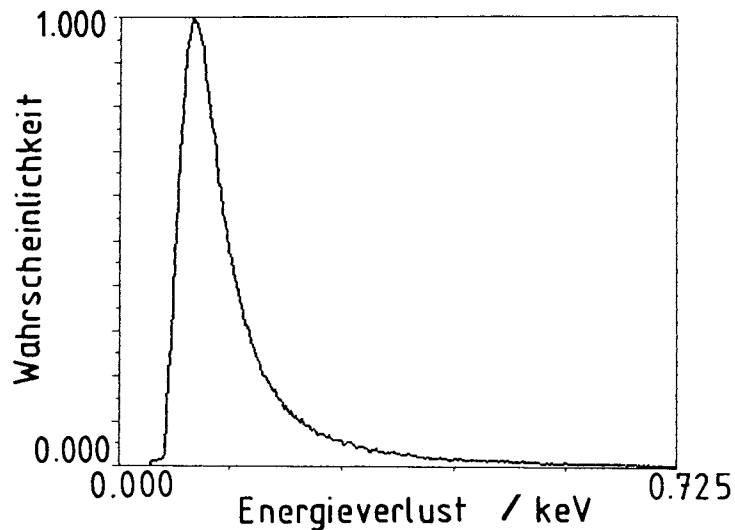


Abb. 5.4: Beispiel einer Häufigkeitsverteilung des Energieverlustes für den Durchgang von 45 MeV Protonen durch eine $20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ dicke ^{12}C -Folie (gerechnet mit dem Simulationsprogramm **SIMULAT**).

5.3.3.2 Die Kleinwinkelstreuung

Über die Kleinwinkelstreuung im Coulombfeld gibt es ein breites Spektrum an Veröffentlichungen, von denen hier nur einige aufgeführt sein mögen, z. B. [MO 47], [MA 67], [SI 74] oder [KU 84].

Sigmund und Winterbon haben in ihrer Veröffentlichung [SI 74] die theoretische Berechnung der Winkelverteilung eines Strahles nach dem Durchgang durch ein Target ausführlich behandelt. Sie haben insbesondere Wert gelegt auf eine gültige Beschreibung für dünne Targets, die auch in dem Übergangsbereich von der Vielfachstreuung zur Einzelstreuung richtig ist. Da Targets, die intern

in einem Speicherring benutzt werden können, in diesem Dickenbereich sein müssen, erscheint mir in diesem Falle die Darstellung von Sigmund und Winterbon die geeignetste Vorlage zu sein.

In dieser Veröffentlichung wird die Streuwahrscheinlichkeit für Ionen um einen Winkel α in Abhängigkeit von der "reduzierten Targetdicke" τ angegeben. Die "reduzierte Targetdicke" τ hängt nach Gleichung (5.26) von der Targetdicke d und dem Targetmaterial ab:

$$\tau = \pi \cdot a^2 \cdot N \cdot d \quad (5.26)$$

wobei N die Anzahl der Targetatome pro cm^3 und d die Targetdicke in cm ist. a ist der "screening radius":

$$a = 0.885 \cdot \frac{a_0}{z_{\text{proj.}}^{2/3} + z_{\text{target}}^{2/3}} \quad a_0 = 0.529 \cdot 10^{-8} \text{ cm} \quad (5.27)$$

Für die Anzahl der Targetatome pro Flächeneinheit ($N \cdot d$) gilt:

$$N \cdot d = \rho \cdot d \cdot \frac{6.022 \cdot 10^{23}}{A_{\text{target}}} \quad (5.28)$$

Sigmund und Winterbon haben die Streuwahrscheinlichkeit $F(d, \alpha)$ für Streuung um den Winkel α in das Raumwinkelement $d\Omega$ parametrisiert in die Form:

$$F(d, \alpha) \cdot d\Omega = \tilde{\alpha} \cdot d\tilde{\alpha} \cdot f_1(\tau, \tilde{\alpha}) \quad (5.29)$$

Dabei ist die Verteilungsfunktion entsprechend folgender Gleichung normiert.

$$\int F(d, \alpha) \cdot d\Omega = 2 \cdot \pi \cdot \int_0^\infty \alpha \cdot d\alpha \cdot F(d, \alpha) = 1 \quad (5.30)$$

Das interne Target im Ring

Der Streuwinkel α hängt von dem Parameter $\tilde{\alpha}$ in folgender Weise ab:

$$\tilde{\alpha} = \frac{E_{\text{kin}} \cdot a}{2 \cdot z_{\text{proj.}} \cdot z_{\text{target}} \cdot e^2} \cdot \alpha \quad (5.31)$$

Die Funktion $f_1(\tau, \tilde{\alpha})$ ist tabelliert für Targetdickenbereiche

$$0.001 \leq \tau \leq 2000.$$

Die Targetdicke hängt, wie gezeigt, von Projektil und Targetmaterial ab. Für Kohlenstoff als Target und Protonen als Projektil ergibt dies einen möglichen Targetdickenbereich von

$$1.25 \text{ ng/cm}^2 \leq (\rho \cdot d) \leq 2.5 \text{ mg/cm}^2.$$

Das Programm integriert die tabellierten Funktionswerte $f_1(\tau, \alpha')$, die entsprechend

$$\int_0^{+180^\circ} f_1(\tau, \alpha') \cdot d\alpha' = 1 \quad (5.32)$$

normiert sind, beim ersten Aufruf des Targetunterprogramms. Bei jedem Aufruf der Targetunterroutine wird eine gleichförmig verteilte Zufallszahl r zwischen 0 und 1 ermittelt. Die Zufallszahl r wird mit den tabellierten Integralwerten

$$x = \int_0^{\tilde{\alpha}} f_1(\tau, \alpha') \cdot d\alpha' \quad \text{für} \quad 0 \leq \tilde{\alpha} \leq 180^\circ \quad (5.33)$$

verglichen. Für den Winkel $\tilde{\alpha}$, für den gilt:

$$\int_0^{\tilde{\alpha}} f_1(\tau, \alpha') \cdot d\alpha' = r \quad (5.34)$$

wird nach Gleichung (5.31) der zugehörige Streuwinkel α berechnet. Diese Rechnung wird getrennt für die horizontale und die vertikale Ebene ausgeführt. Eine so ermittelte Häufigkeitsverteilung für den Streuwinkel α ist in Abb. 5.5 gezeigt.

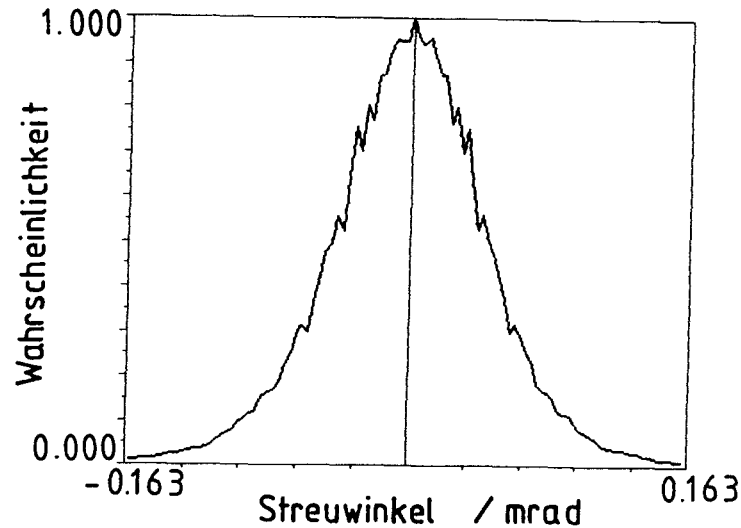


Abb. 5.5: Beispiel einer Häufigkeitsverteilung des Streuwinkels für den Durchgang von 45 MeV Protonen durch eine $20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ dicke ^{12}C -Folie
(gerechnet mit dem Simulationsprogramm **SIMULAT**).

Der resultierende Streuwinkel α wird zu dem ursprünglichen Winkel des Teilchens θ bzw. ϕ addiert oder subtrahiert entsprechend einer weiteren Zufallszahl für das Vorzeichen.

Besondere Aufmerksamkeit mußte der longitudinalen Koordinate l gewidmet werden: Aus dem ursprünglichen Impuls des Teilchens δ_{old} resultiert ein Unterschied in der Länge der Flugbahn gegenüber dem Sollteilchen auf der Strecke von der Kavität zum Target, die zu einer Zeitdifferenz Δt führt. Im Target ändert sich der Impuls des Teilchens. Da sich dies auf dem Flug des Teilchens vom Ort des Targets bis zur Beschleunigungsstruktur in einer anderen Wegdifferenz und dementsprechend in einer anderen Flugzeitdifferenz zum Sollteilchen auswirkt, werden in dem Programm jeweils die Flugzeitdifferenzen vom Target bis zur Kavität und von der Kavität bis zum Target getrennt berechnet und während der gesamten Umlaufzeit akkumuliert, während die Wegkoordinate l jeweils in den Unterprogrammen für Target- und Beschleunigungsrechnung wieder

Das interne Target im Ring

neu initialisiert wird. Dies wird nur in diesen beiden Unterprogrammen gemacht, da dies die einzigen beiden Effekte sind, die zu einer Impulsänderung führen.

Die resultierenden Teilchenkoordinaten nach dem Durchgang durch ein Target ergeben sich entsprechend aus den ursprünglichen Koordinaten:

$$\begin{pmatrix} x \\ \theta \\ z \\ \phi \\ l \\ \delta \end{pmatrix}_{\text{new}} = \begin{pmatrix} x \\ \theta \\ z \\ \phi \\ l \\ \delta \end{pmatrix}_{\text{old}} + \begin{pmatrix} d_t \\ \alpha_h \\ d_t \\ \alpha_v \\ -1 \\ \Delta\delta \end{pmatrix} \quad (5.35)$$

5.4 Testrechnungen und Ergebnisse

In diesem Abschnitt werde ich Ergebnisse zeigen, die mit Hilfe des Simulationsprogrammes **SIMULAT** gewonnen wurden. Zunächst soll mit einigen Rechnungen gezeigt werden, daß die Algorithmen, nach denen das Programm die unterschiedlichen Effekte berechnet, jeder für sich alleine betrachtet, richtig arbeiten. Am Ende werden dann Resultate gezeigt, die die tatsächlichen Vorgänge in einem Speicherring mit internem Target möglichst realistisch simulieren sollen.

5.4.1 Die ionenoptischen Rechnungen

Um den ionenoptischen Teil des Programmes zu testen, wurde eine bestimmte Anzahl von Abbildungsmatrizen im Ring definiert, die aus einer TRANSPORT-Rechnung gewonnen wurden. Es handelt sich hierbei um einen Arbeitspunkt für **COSY**, wie er für die Injektion möglich ist. Der Startpunkt der Rechnung ist am Austritt des Dipolmagneten MD23, dem Ort, der für die Injektion vorgesehen ist.

Die Abbildungen 5.6 stellen den gesamten Phasenraum in $x-\theta$ (Abb. A, D), $z-\phi$ (Abb. B, E) sowie $x-\delta$ (Abb. C, F) am Anfang (A bis C) sowie nach 1000 Umläufen (Abb. D bis F) im Ring dar. Die Lage der Ellipsen in den Phasenraumbildern sowie ihre Ausdehnungen dürfen sich nicht mit der Anzahl der Umläufe ändern.

In den Abbildungen 5.7 A und B sieht man die Koordinaten eines Teilchens nach jedem Umlauf des Teilchens am Startpunkt der Rechnung in den verschiedenen Phasenraumprojektionen. Das Teilchen muß im horizontalen und vertikalen Orts-Winkelraum auf einer Ellipse umlaufen, die horizontal entsprechend dem Impuls des Teilchens und der Ringdispersion in Ort und Winkel vom Ursprung verschoben sein darf. Der Impuls des Teilchens muß konstant sein.

Das interne Target im Ring

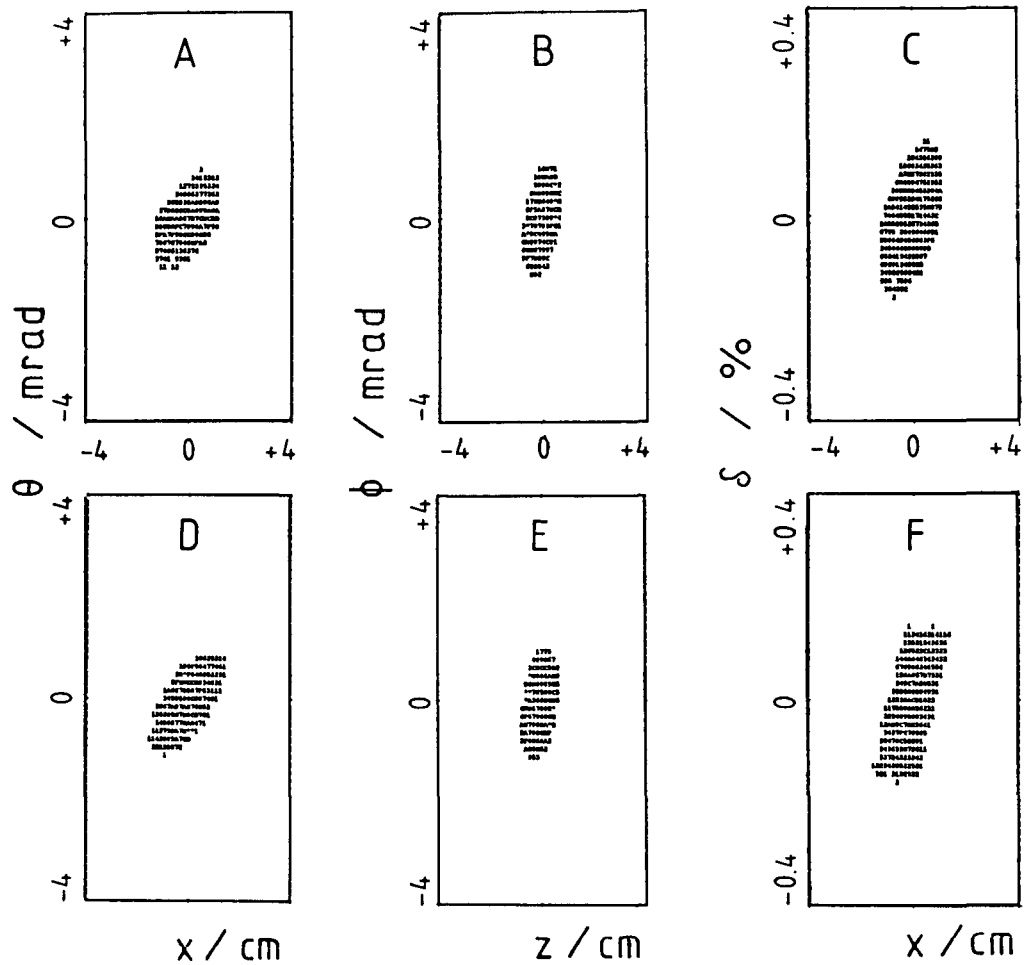


Abb. 5.6: Darstellungen der Strahlphasenräume x - θ (A, D), z - ϕ (B, E) sowie x - δ (C, F) zu Beginn (A bis C) und nach 1000 Umläufen im Ring (D bis F).

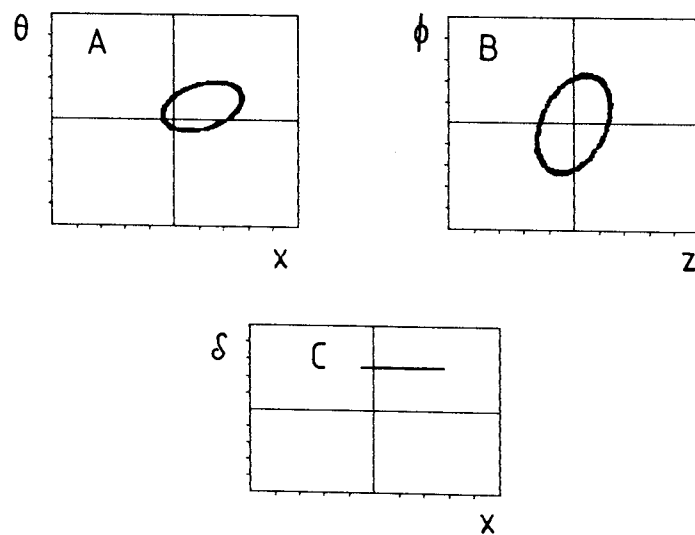


Abb. 5.7: Die Bewegung eines Teilchens in den Phasenräumen x - θ (A), z - ϕ (B) und x - δ (C), wenn in der Rechnung nur magnetische Elemente berücksichtigt werden.

5.4.2 Die Beschleunigungsstruktur

Ist eine Kavität in dem Lattice definiert, so kommt es im horizontalen Phasenraum $x-\theta$ zu Schwingungen aufgrund der Kopplung zwischen longitudinalem und transversalem Phasenraum. Das beobachtete Teilchen läuft nicht mehr auf einer festen Ellipse um, sondern pendelt zwischen den zu unterschiedlichen Impulsen gehörenden Ellipsen (s. Abb. 5.8). Entsprechend ist auch der relative Impuls δ nicht mehr konstant, wie im vorigen Abschnitt. Dies folgt aus dem Umlauf des Teilchens auf der sog. "Fishfigur", der Darstellung der longitudinalen Phasenraumkoordinaten Φ_{acc} und δ (Abb. 5.9). In diesem Falle ist eine Sollbeschleunigungsphase von $\Phi_s = 0^\circ$ - der stationäre Fall - gewählt.

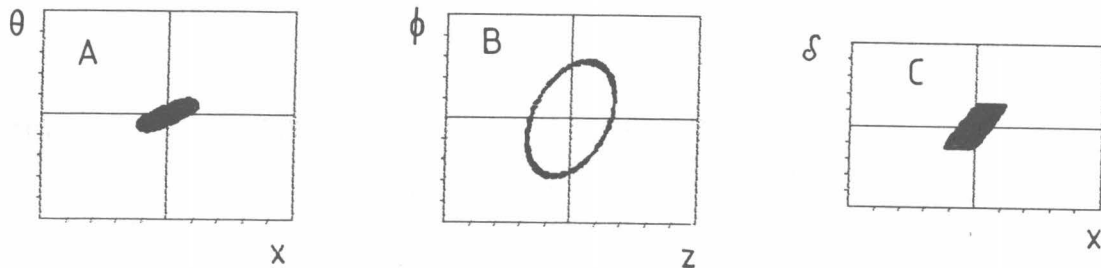


Abb. 5.8: Die Bewegung eines Teilchens in den Phasenräumen $x-\theta$ (A), $z-\phi$ (B) und $x-\delta$ (C), wenn in dem Ringlattice eine Beschleunigungsstruktur mit der Beschleunigungsphase $\Phi_s = 0^\circ$ vorgesehen ist.

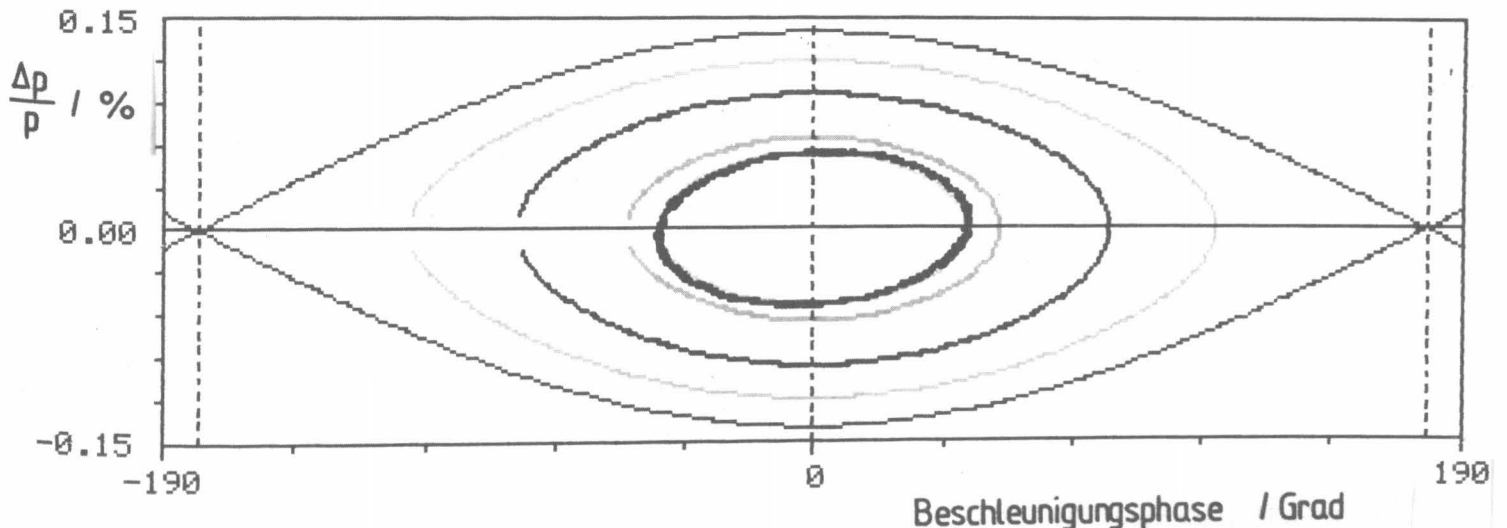


Abb. 5.9: Die Bewegung eines Teilchens im longitudinalen Phasenraum $\phi-\delta$, wenn in dem Ringlattice eine Beschleunigungsstruktur mit der Beschleunigungsphase $\Phi_s = 0^\circ$ vorgesehen ist.

Das interne Target im Ring

Die Synchrotronschwingungszahl Q_s ist wesentlich kleiner als die transversalen Schwingungszahlen Q_x und Q_z : Während Q_x und Q_z in der Größenordnung zwischen 2 und 5 liegen, beträgt Q_s etwa 0.001, d. h. ein Teilchen benötigt ca. 1000 Umläufe im Ring, um einen vollständigen Umlauf auf der Phasenraumellipse ϕ - δ zurückzulegen. Aber im stationären Fall müssen die Teilchen, die innerhalb der Akzeptanz der Kavität liegen, d. h. innerhalb der Separatrix, eine in sich geschlossene Bahn beschreiben.

5.4.3 Die Targeteffekte

Wie sich das Verhalten der Teilchen im Ring in Anwesenheit eines internen Targets ändert, sollen die Abbildungen 5.10 und 5.11 verdeutlichen.

In Figur 5.4 wurde eine Häufigkeitsverteilung des Energieverlustes sowie in Abbildung 5.5 eine Häufigkeitsverteilung der Streuwinkel im Target gezeigt. Diese werden, ebenso wie der Energieverlust, stochastisch ermittelt (s. Abschnitt 5.3).

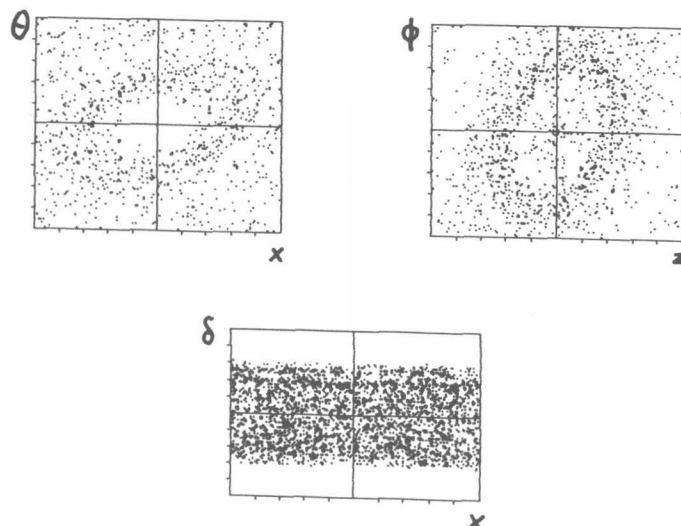


Abb. 5.10: Der Einfluß eines Targets auf die Bewegungen eines Teilchens in den transversalen Strahlphasenräumen x - θ , z - ϕ und x - δ .

In Abbildung 5.10 ist nun die Auswirkung dieser Targeteffekte auf die Bewegung eines Teilchens in den transversalen und in Abb. 5.11 im longitudinalen Phasenraum dargestellt. Um die Bewegung des Teilchens im longitudinalen Phasenraum möglichst deutlich darstellen zu können, wurden die transversalen Strahlbegrenzungen in dieser Rechnung nicht berücksichtigt. Dadurch wurde es möglich, das Teilchen über mehr als höchstens einen Umlauf auf der longitudinalen Phasenraumellipse zu verfolgen.

Man erkennt, daß das Teilchen in den transversalen Phasenräumen $x-\theta$ und $z-\phi$ nicht mehr in sich geschlossenen Bahnen in Form von Ellipsen beschreibt, sondern aufgrund der Kleinwinkelstreuung den gesamten zur Verfügung stehenden Raum ausnutzt, bzw. wenn Strahlbegrenzungen vorgesehen sind, irgendwann außerhalb der Ringakzeptanz liegt.

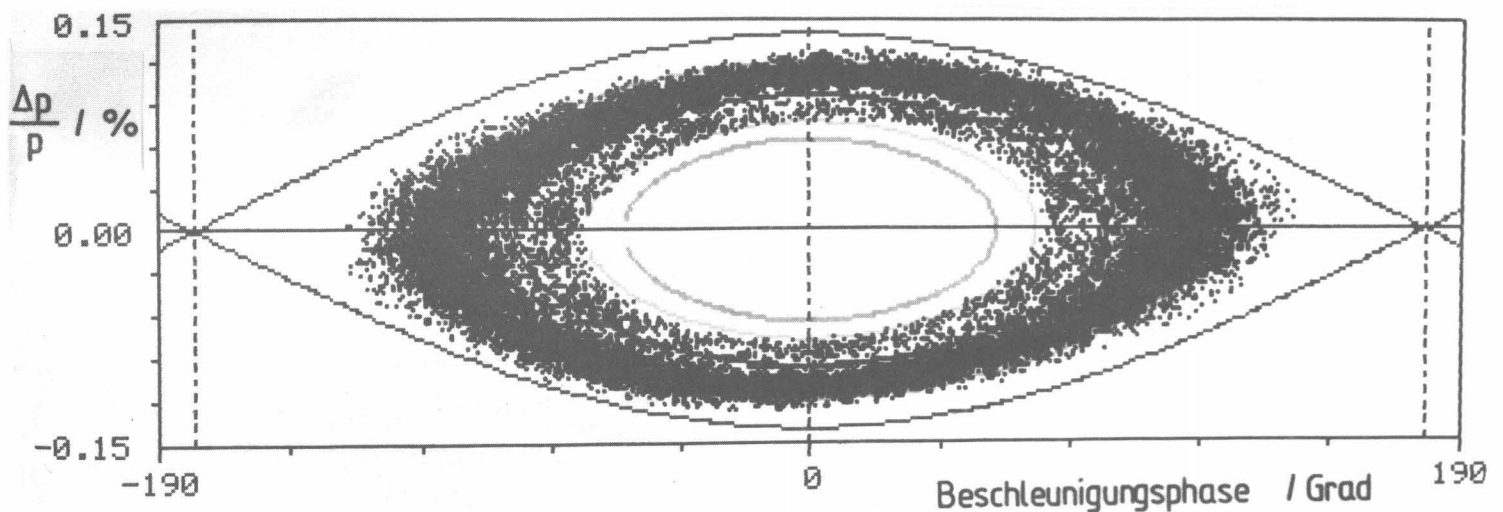


Abb. 5.11: Die Bewegung eines Strahlions im longitudinalen Phasenraum $\Phi-\delta$ mit einem internen Target.

Im longitudinalen Phasenraum bewegt sich das Teilchen wieder auf einer Ellipsenbahn ("Fish"), die allerdings gegenüber der Sollbeschleunigungsphase Φ_s um den Betrag verschoben ist, der der Korrektur des mittleren Energieverlustes entspricht (s. Gleichung 5.13).

Durch die Breite der Energieverlustfunktion kommt es im longitudinalen Phasenraum zu einer Verbreiterung der Bewegung, so daß es keine in sich geschlossene Bahn gibt.

Kapitel 6

ERREICHBARE RESULTATE FÜR UNTERSCHIEDLICHE BETRIEBSARTEN

6.1 Im Experiment erreichbare Auflösungen

Wie ich bereits in der Einleitung erwähnt hatte, bietet ein Speicherring mit internem Target die Möglichkeit, Experimente mit hoher Auflösung durchzuführen. Als Nachweisgerät bietet sich ein Magnetspektrometer - z. B. **BIG KARL** - an, der aufgrund seiner Dispersion die Impulsdifferenzen der nachzuweisenden Ejektile in Ortsdifferenzen in der Fokalebene transformiert und dadurch hohe Impulsaufösungen ermöglicht.

Die im Experiment erreichbare Auflösung ist proportional zur Dispersion und umgekehrt proportional zur monochromatischen Ausdehnung des Strahles (Details s. Kap. 3.4).

Im internen Targetbetrieb bestimmen entsprechend das Verhältnis der Ringparameter D_r und β_r sowie die Emittanz des Strahles ε die erreichbare Auflösung (s. Gleichung 3.16):

$$\frac{p}{\Delta p} = \frac{D_r}{\sqrt{\beta_r}} \cdot \frac{1}{2 \cdot \sqrt{\varepsilon}} \quad (6.1)$$

Erreichbare Resultate

Die Möglichkeiten, das Verhältnis $(D_r/\sqrt{\beta_r})$ für den Targetort TP1 zu verändern, sind in Kap. 3.4 bereits ausführlich diskutiert worden. Die Emittanz des Strahles hingegen ist eine Eigenschaft, die durch Betriebsmode und Targetdicke bestimmt wird. Dementsprechend muß der Experimentator dies bei der Planung seines Experimentes mit berücksichtigen.

Für hochauflösende Experimente im internen Targetbetrieb muß gleichzeitig mit dem internen Target die Phasenraumkühlung benutzt werden, um das Emittanzwachstum des Strahles durch die Targeteffekte möglichst zu kompensieren:

Ist nur ein internes Target im Ring, so ergibt sich ein durch die Kleinwinkelstreuung gegebenes Emittanzwachstum $(d\epsilon/dt)_{\text{target}}$. Gleichung (5.5) beschreibt die Emittanzzunahme in Abhängigkeit von der Anzahl der Durchläufe des Strahles durch das Target:

$$\epsilon(N) = \epsilon_0 + \frac{N}{2} \cdot \beta_t \cdot (\theta_{\text{rms}})^2 \quad (5.5)$$

Ersetzt man in dieser Gleichung die Anzahl der Umläufe N durch die Zeit:

$$N = t \cdot \nu \quad (6.2)$$

wobei ν die Umlauffrequenz der Strahlteilchen ist, so ergibt sich $\epsilon(t)$:

$$\epsilon(t) = \epsilon_0 + \frac{t}{2} \cdot \nu \cdot \beta_t \cdot (\theta_{\text{rms}})^2 \quad (6.3)$$

Daraus folgt:

$$\frac{d\epsilon}{dt} = \frac{\nu}{2} \cdot \beta_t \cdot (\theta_{\text{rms}})^2 \quad (6.4)$$

Die Emittanzabnahme durch die Elektronenkühlung $(d\epsilon/dt)_{\text{cool}}$ ist gegeben durch Gleichung (2.5):

$$\varepsilon(t) = \varepsilon_0 \cdot e^{-(2 \cdot t / \tau_c)} \quad (2.5)$$

als Lösung der homogenen Differentialgleichung:

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = - \frac{2}{\tau_c} \cdot \varepsilon(t) \quad (6.5)$$

Die zeitliche Änderung der Emittanz bei gleichzeitigem Betrieb von internem Target und Elektronenkühlung ergibt sich aus der Summe der beiden Einzeländerungen:

$$\left(\frac{d\varepsilon}{dt} \right)_{\text{res}} = \left(\frac{d\varepsilon}{dt} \right)_{\text{target}} + \left(\frac{d\varepsilon}{dt} \right)_{\text{cool}} \quad (6.6)$$

Gleichungen (6.4) und (6.5) eingesetzt in (6.6) führen zu der inhomogenen Differentialgleichung:

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = \frac{\nu}{2} \cdot \beta_t \cdot (\theta_{\text{rms}})^2 - \frac{2}{\tau_c} \cdot \varepsilon(t) \quad (6.7)$$

Als Lösung dieser Differentialgleichung ergibt sich die Emittanz als Funktion der Zeit:

$$\varepsilon(t) = \varepsilon_0 \cdot e^{-(2 \cdot t / \tau_c)} + \frac{\tau_c \cdot \nu \cdot \beta_t \cdot (\theta_{\text{rms}})^2}{4} \cdot \left[1 - e^{-(2 \cdot t / \tau_c)} \right] \quad (6.8)$$

Aus dieser Gleichung erhält man für $t \rightarrow \infty$ die Gleichgewichtsemittanz ε_{eq} :

$$\varepsilon_{\text{eq}} = \frac{\tau_c \cdot \nu \cdot \beta_t \cdot (\theta_{\text{rms}})^2}{4} \quad (6.9)$$

Ist man bei der Planung eines Experimentes durch ionenoptische Bedingungen wie z. B. Arbeitspunkt, Targetdispersion, etc. in wichtigen Parametern festgelegt, so hat der Experimentator noch die Möglichkeit, durch Wahl einer optimalen Targetdicke die Gleichgewichtsemittanz und damit die Auflösung sowie die Standzeit im Rezirkuliermode zu beeinflussen.

Erreichbare Resultate

Bild 6.1 zeigt für ein mögliches Experiment in COSY, ein 50 ng/cm^2 dickes ^{28}Si -Target, die Emittanz als Funktion der Zeit. Aus den Daten lassen sich die Gleichgewichtsemittanz und entsprechend die erreichbare Impulsauflösung ermitteln:

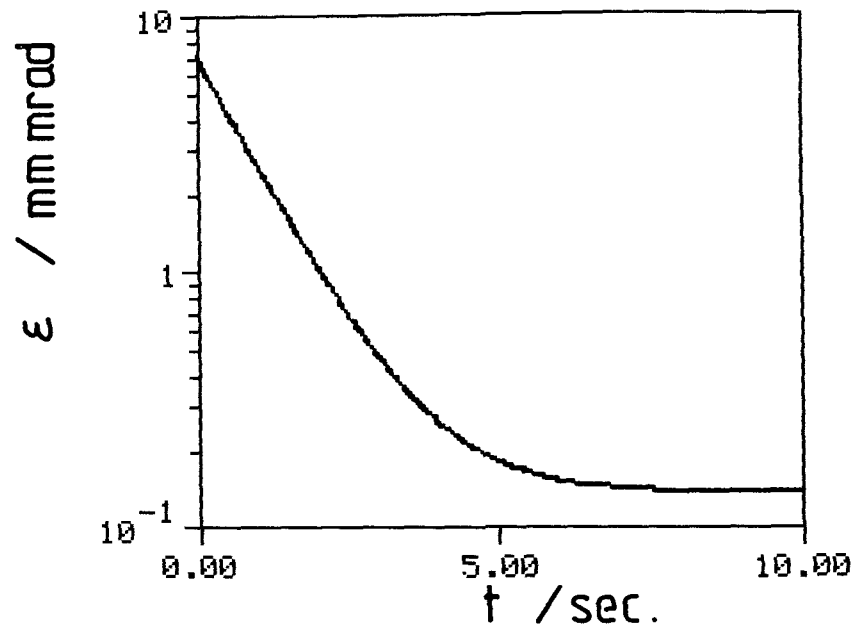


Abb. 6.1: Die zeitliche Entwicklung der Emittanz bei gleichzeitigem Betrieb von Elektronenkühler und internem Target.

Anfangsemittanz (= Zyklotronemittanz):	ϵ_0	= 7 mm mrad
β_x am Targetort TP1	: β_t	= 5 m
Targetdispersion	: D_t	= 16 m
Kühlzeit	: τ_c	= 2 sec
Targetmaterial	:	^{28}Si
Targetdicke	: $\rho \cdot d$	= 50 ng/cm^2
kinetische Energie für Protonenstrahl	: E_{kin}	= 40 MeV

Aus den Daten für Targetmaterial, Targetdicke und kinetische Energie erhält man:

$$\begin{aligned} \text{Umlauffrequenz } \nu &= 0.462 \text{ MHz} \\ \theta_{\text{rms}} &= 3.46 \cdot 10^{-4} \text{ mrad} \end{aligned}$$

Daraus ergibt sich für die Gleichgewichtsemittanz:

$$\varepsilon_{eq} = 0.138 \text{ mm mrad}$$

und damit für die erreichbare Impulsauflösung:

$$\frac{p}{\Delta p} \approx 1.0 \cdot 10^4$$

Bei der kinetischen Energie von 40 MeV entspricht dies einer im Experiment erreichbaren Energieauflösung von ca. 8 keV. Bei der Targetdicke wird sie auch durch den Energieverlust im Target nicht verschlechtert (der mittlere Energieverlust beträgt etwa 0.6 eV). Durch den Rezirkulierbetrieb erreicht man trotz des extrem dünnen Targets noch genügende Zählraten (Bei 10^9 umlaufenden Protonen ergibt dies eine Luminosität von $L \approx 5 \cdot 10^{29} \text{ sec}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$).

Allerdings sind für diese Art von Experimenten neue Targettechnologien notwendig, um diese dünnen Targets herstellen zu können. Erste Überlegungen zur Targettechnologie sehen zum Beispiel Gasjettargets oder Atomstrahltargets vor, die aber in der heute üblichen Entwicklungsstufe keine ausreichenden Intensitäten liefern können ($N_t \leq 10^{13}$ Teilchen pro cm^2). Weitere Ideen gehen von Staubtargets als mögliche Lösung dieses Problems aus [ME 85]. Auch diese Methode ist noch nicht so weit ausgereift, daß sie für solche Zwecke schon einsetzbar wäre.

6.2 Erreichbare Luminositäten im Rezirkulierbetrieb

Die Luminosität ist definiert als das Produkt aus der Anzahl der pro Zeiteinheit das Target treffenden Strahlionen I_p und der Anzahl der Targetatome pro Flächeneinheit N_t :

$$L = I_p \cdot N_t \quad (6.10)$$

Sie ist direkt proportional zur im Experiment erreichbaren Zählrate. Die Proportionalitätskonstante ist der Wirkungsquerschnitt σ .

Für den externen Strahl berechnet sich die Anzahl der Strahlionen pro Zeiteinheit I_p aus dem Strahlstrom I_0 (in A) und der Ladungszahl der gespeicherten Ionen Z_{pr} :

$$I_p = \frac{I_0}{Z_{pr} \cdot 1.6 \cdot 10^{-19} \text{ A} \cdot \text{sec}} \quad (6.11)$$

Bei Experimenten mit internen Targets berechnet sie sich aus der mittleren Anzahl der gespeicherten Ionen N_i und der Umlauffrequenz ν :

$$I_p = N_i \cdot \nu \quad (6.12)$$

Die Anzahl der Targetatome pro Flächeneinheit N_t ergibt sich aus der Targetdicke $\rho \cdot d$ (angegeben in g/cm^2) und dem Molgewicht des Targetmaterials (A in g):

$$N_t = \frac{\rho \cdot d}{A} \cdot 6.022 \cdot 10^{23} \quad (6.13)$$

Entsprechend der Definitionsgleichung (6.10) erhält man für die Einheit der Luminosität:

$$[L] = \text{sec}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2} \quad (6.14)$$

Die erreichbare Luminosität hängt sehr stark von den Experimentanforderungen ab, insbesondere von der kinetischen Energie: Kann das Experiment bei der Injektionsenergie stattfinden, erreicht man die höchsten Luminositäten, da ständig neuer Strahl injiziert werden kann und der "Duty-Factor" (das Verhältnis von Experimentierzeit zu Zeit für einen gesamten Zyklus) 100% beträgt. Muß der Ionenstrahl jedoch auf eine höhere Energie beschleunigt werden, so verringert sich der "Duty-Factor", da das Experiment für die Zeit der Injektion und Beschleunigung unterbrochen werden muß. Außerdem hat man im Experiment nicht mehr eine zeitlich konstante Strahlintensität wie im reinen Rezirkuliermode, bei dem ständig die Verluste aufgrund der Targeteffekte ersetzt werden, sondern es ergibt sich eine mit der Zeit exponentiell abfallende Strahlintensität. Die Aufgabe des Experimentators für die Experimentplanung besteht nun darin, die Targetdicke und damit die Verlustrate im Hinblick auf eine möglichst große mittlere Luminosität zu optimieren:

Ein dickes Target liefert ihm zwar einen sehr hohen Spitzenwert in der Luminosität, da aber aufgrund der großen Energie- und Winkelstreuung die Verlustraten groß und damit die Standzeit für das Experiment entsprechend kürzer werden, kann es sinnvoller sein, die Targetdicke und damit die Spitzenluminosität um einen Faktor zu reduzieren. Damit verbessert sich aber das Verhältnis aus reiner Experimentierzeit und der gesamten Zyklusdauer. Welche Targetdicke für die optimale Strahlausnutzung die richtige ist, läßt sich nur durch detaillierte Rechnungen ermitteln.

Als Beispiel für erreichbare Luminositäten soll hier der Fall für ein $200 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ dickes $^{238}_{92}\text{U}$ -Target und ein Protonenstrahl mit einer kinetischen Energie von $E_{\text{kin}} = 1.5 \text{ GeV}$ berechnet werden:

Mit β_x und β_z am Target von 4.14 m bzw. 2.73 m, und Akzeptanzen der Größe $\epsilon_x = 85 \text{ mm mrad}$ bzw. $\epsilon_z = 55 \text{ mm mrad}$ ergibt sich eine Standzeit von ungefähr

Erreichbare Resultate

65 msec. Die Targetdicke beträgt $5 \cdot 10^{17}$ Atome/cm². Bei einer Anfangsstrahlintensität von $I_0 = 1.0 \cdot 10^{11}$ Protonen erhält man eine Spitzenluminosität von

$$L_0 = 7.6 \cdot 10^{34} \text{ sec}^{-1} \text{ cm}^{-2}$$

Für den Experimentator besagt diese Größe allerdings nichts, da die Strahlintensität während der reinen Experimentierzeit exponentiell abnimmt, und außerdem für die Zeit der Injektion und der Beschleunigung das Experiment vollkommen ruht. Die für ihn maßgebliche Größe ist die über einen gesamten Zyklus gemittelte Strahlintensität \bar{I} . Sie berechnet sich nach Gleichung (6.15):

$$\begin{aligned} \bar{I} &= \frac{N_0 \cdot \int_0^t e^{-\frac{t'}{\tau}} dt'}{t + t_d} \\ &= \frac{N_0 \cdot \tau \cdot \left[1 - e^{-\frac{t}{\tau}} \right]}{t + t_d} \end{aligned} \quad (6.15)$$

Hierin bedeuten:

N_0 = Anfangsstrahlintensität

t_d = für Injektion und Beschleunigung benötigte Zeit ("Totzeit für das Experiment")

τ = die Zeitkonstante, mit der die Strahlintensität abfällt, d. h. die Zeit, in der die Strahlintensität auf $1/e$ der ursprünglichen Intensität abgefallen ist

t = die Zeit, die der Experimentator für das Experiment nutzen will

Die Aufgabe des Experimentators besteht darin, die tatsächliche Experimentierzeit t so zu wählen, daß die gemittelte Intensität \bar{I} maximal wird. Figur 6.2 zeigt die über einen gesamten Zyklus gemittelte Intensität \bar{I} in Abhängigkeit von der reinen Experimentzeit t . Dabei sind als Parameter angenommen worden: $\tau = 65$ msec und $t_d = 2$ sec. Das ist etwa die Zeit, die für Injektion und Beschleunigung von 40 MeV auf 1.5 GeV benötigt wird.

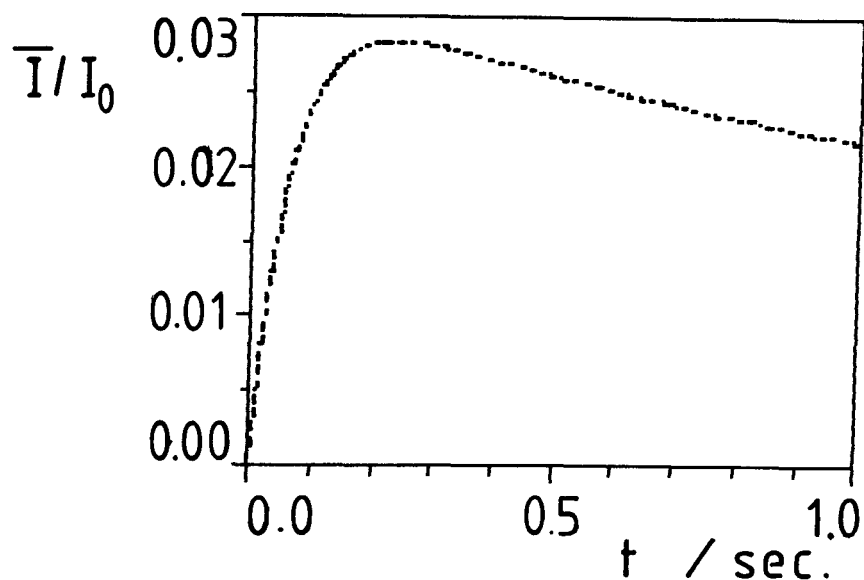


Abb. 6.2: Das Verhältnis der über eine gesamte Zyklusdauer gemittelten Strahlintensität \bar{I} zur Anfangsintensität des Strahles in Abhängigkeit von der reinen Experimentierzeit.

Für die optimale Experimentierzeit, d. h. für die Zeit, bei der \bar{I} maximal wird, gilt:

$$e^{-\frac{t}{\tau}} \cdot (t + t_d - \tau) = \tau \quad (6.16)$$

Für das oben genannte Beispiel ergibt sich eine optimale Experimentierzeit von $t \approx 0.23$ sec. Mit Gleichung (6.15) erhält man für die über den gesamten Zyklus gemittelte Luminosität:

$$L \approx 2.1 \cdot 10^{33} \text{ sec}^{-1} \text{ cm}^{-2}$$

Kapitel 7

ZUSAMMENFASSUNG UND WEITERER AUSBLICK

7.1 Zusammenfassung

Die Diskussion des in dieser Arbeit dargestellten Entwurfes für COSY hat gezeigt, daß es möglich ist, einen Speicherring zu konzipieren, der die Anforderungen für eine Reihe unterschiedlichster Experimente erfüllt. Der vorliegende Entwurf weist die notwendige Variabilität in der Ionenoptik auf, um die Strahleigenschaften für eine Vielzahl von Anforderungen zu optimieren, zum Beispiel:

- hohe Dispersion und kinematische Anpassung an einem bestimmten Targetort für hochauflösende Experimente
- Anpassung der Strahleigenschaften an den Elektronenkühler
- Anpassung der Ionenoptik an Erfordernisse der Injektion
- Anforderungen für hohe mittlere Luminosität und lange Standzeiten

Um ein Experiment - vor allem mit internem Target - bei optimalen Gegebenheiten durchführen zu können, sind aber auch von Seiten des Experimentators gute Kenntnisse der möglichen Betriebsmoden des Speicherringes Voraussetzung.

7.2 Weiterer Ausblick

In dieser Arbeit ist der Einfluß eines Targets im Speicherring auf das Phasenraumverhalten des Strahles diskutiert worden. Die Effekte wurden sowohl durch analytische Rechnungen näherungsweise als auch mit Hilfe eines Simulationsprogrammes genauer studiert. Die Resultate haben gezeigt, daß die Näherungsformeln tatsächlich nur sehr grobe Abschätzungen für die wichtigen Größen, z. B. Standzeit u. ä. erlauben.

Da ein solches Simulationsprogramm sowohl bei der Auslegung eines Speicherringes mit internem Target als auch bei der Experimentplanung hilfreich und nützlich ist, sollte in Zukunft weitere Arbeit investiert werden, um dieses Simulationsprogramm hinsichtlich der benötigten Rechenzeit zu optimieren. Dadurch würde es erlaubt, größere Anzahlen von Teilchen zu verfolgen, um die statistischen Effekte repräsentativer beobachten zu können. Des weiteren sollten die bisher in der Rechnung vernachlässigten Effekte - z. B. das Intrabeamscattering, Strahl-Wand-Wechselwirkungen etc. - mit in die Rechnungen eingeschlossen werden, um über eher qualitative Aussagen zum Strahlverhalten hinsichtlich dieser Effekte hinaus zu quantitativen Aussagen zu gelangen. Die mit dem existierenden Programm errechneten Zahlenwerte können aufgrund dieser vernachlässigten Effekte durchaus noch um einen Faktor bis etwa 5 unterschiedlich sein zu tatsächlich erreichbaren Zahlen.

Außerdem wäre es eine sehr wichtige Aufgabe - vor allem im Hinblick auf zukünftige Speicherringprojekte mit internem Target und Elektronenkühlung - die Kühlung bei einem solchen Programm mit einzuschließen. Am CERN ist ein Simulationsprogramm für die Elektronenkühlung geschrieben worden [W0 85]. Dieses Programm berechnet aufgrund der auftretenden Kühlkräfte die zeitliche Entwicklung der Strahlemittanzen. Allerdings vernachlässigt dieses Programm alle ionenoptischen Effekte, die sich aufgrund einer Hochfrequenzstruktur im Lattice ergeben. Es ist also nur für "ungebunchte" Strahlen anwendbar. Daher wäre es eine wichtige Aufgabe, diese beiden Programme einander anzupassen, so daß ein daraus entstehendes Programmpaket die sorgfältige Simulation des Rezirkuliermodes mit gleichzeitiger Elektronenkühlung erlauben würde. Hierbei wäre es möglich, um Rechenzeit zu sparen, die Effekte über eine Synchrotron-

schwingungsperiode zu berechnen (ca. 1000 Umläufe im Ring), und diese Effekte für eine bestimmte Anzahl von Umläufen als konstant betrachten. Diese Umlaufzeit muß kleiner als die Kühlzeitkonstante sein. Danach wird wieder über etwa eine Synchronschwingung detailliert gerechnet etc.

Da in der Zwischenzeit eine ganze Reihe von vergleichbaren Projekten in Planung bzw. z. T. auch schon im Bau sind [FR 85], sollten möglichst bald nach Fertigstellung eines der Ringe Experimente bzgl. des Rezirkuliermodes ohne und mit Elektronenkühlung realisiert werden. Dies ist einerseits notwendig, um die Eigenschaften des betreffenden Ringes genau kennenzulernen, andererseits aber auch notwendig, um diese Meßresultate mit den Vorhersagen der Simulationsprogramme zu vergleichen. Nur so können eventuelle Fehler in den den Programmen zugrundeliegenden Modellen sowie die Auswirkungen der bisher in den Programmen vernachlässigten bzw. nicht beachteten Effekte herausgefunden werden. Sollten diese Effekte wider Erwarten starke Auswirkungen auf die Strahleigenschaften zeigen, können sie nachträglich bei den Programmen berücksichtigt werden. Nur so ist es möglich, vollständigen Einblick in die Physik im Speicherring zu bekommen. Dies würde die Designarbeit für alle nachfolgenden ähnlichen Projekte bzw. die Verbesserungen bereits fertiggestellter Ringe erheblich erleichtern.

Anhang A

GRUNDLEGENDE BEGRIFFE UND FORMELN DER IONENOPTIK

A.1 Kinematische Umrechnungen

Häufig benutzte Umrechnungen sind die folgenden relativistischen Beziehungen zwischen den verschiedenen Größen.

1.) Die Beziehung zwischen kinetischer Energie T und Impuls p :

kinetische Energie in [MeV]; Impuls in [MeV/c]

$$p = \sqrt{T \cdot (T + 2 \cdot m_0)} / c$$

$$T = \sqrt{(c \cdot p)^2 + m_0^2} - m_0$$

2.) Die magnetische Steifigkeit $B \cdot \rho$ berechnet sich aus dem Impuls p :

Impuls in [MeV/c]; magnetische Steifigkeit in [T·m]; Z ist die Ladungszahl des Strahlions

$$B \cdot \rho = 3.3356 \cdot 10^{-3} \cdot \frac{p}{Z}$$

Anhang A

3.) Die relativistische Geschwindigkeit:

$$\beta = \frac{c \cdot p}{T + m_0}$$
$$= \sqrt{\frac{(T + m_0)^2 - m_0^2}{(T + m_0)^2}}$$

$$v = \beta \cdot c \qquad c = 2.9979 \cdot 10^8 \text{ m/sec}$$

4.) Der relativistische Faktor γ :

$$\gamma = \frac{T + m_0}{m_0} = \left(1 - \beta^2\right)^{-1/2}$$

5.) Aus der Geschwindigkeit der Ionen v bzw. $\beta \cdot c$ und dem Ringumfang C ergibt sich die Umlauffrequenz ν :

$$\nu = \frac{v}{C} = \frac{\beta \cdot c}{C}$$

A.2 Der transversale Phasenraum

Die Eigenschaften eines Ionenstrahles in einem Speicherring lassen sich in zwei gleichwertigen Formalismen beschreiben. Die Matrixbeschreibung wird bei Computerprogrammen wie z. B. TRANSPORT, TURTLE o. ä. angewandt. Der Twiss-formalismus mit den Twissparametern β , α und γ liegt den Beschleunigerdesign-programmen MAD, AGS etc. zugrunde. Daher ist es für den Experimentator – im Wesentlichen für denjenigen, der ein Experiment am internen Target vorbe-reitet – wichtig, aus beiden Beschreibungen die für sein Experiment wichtigen Strahleigenschaften ableiten zu können.

A.2.1 Beschreibung im Matrix-Formalismus

Im Matrixformalismus wird ein Strahl durch eine symmetrische 6x6-Matrix darge-stellt. Da bei Vorhandensein von ausschließlich linearen optischen Elementen die Bewegung der Strahlteilchen in den 3 verschiedenen Ebenen des Phasenraumes – horizontal, vertikal und longitudinal – in erster Näherung unabhängig von-einander sind, genügt es, die Projektion auf die interessierende 2-dimensionale Ebene zu betrachten. Dies ergibt die symmetrische 2x2-Unter-matrix, die σ -Matrix:

$$\sigma = \begin{pmatrix} \sigma_{11} & \sigma_{12} \\ \sigma_{12} & \sigma_{22} \end{pmatrix}$$

Diese Matrix beschreibt in dem Koordinatensystem $x-\theta$ eine Ellipse der Gleichung:

$$\sigma_{22} \cdot x^2 - 2 \cdot \sigma_{12} \cdot x \cdot \theta + \sigma_{11} \cdot \theta^2 = \epsilon^2$$

Die Diagonalelemente der σ -Matrix stellen die Extremwerte der Ellipse, die durch diese Matrix beschrieben wird, in den Koordinaten dar, entsprechen also der maximalen Auslenkung und dem maximalen Winkel des Strahles:

$$x_{\max} = \sqrt{\sigma_{11}} \quad \text{und} \quad \theta_{\max} = \sqrt{\sigma_{22}}$$

Hierbei ist zu beachten, daß x_{\max} der Radius des monochromatischen Strahles ist. Hat der Strahl außerdem eine gewisse Impulsunschärfe δ , dann wird die Ausdehnung aufgrund der Dispersion größer (s. u.).

Die Fläche der Strahlellipse ist die Emittanz des Strahles E:

$$E = \pi \cdot \varepsilon = \pi \cdot (\det \sigma)^{1/2}$$

Im Allgemeinen wird bei Synchrotrons aber die Größe

$$\varepsilon = \frac{E}{\pi}$$

mit der Einheit $\pi \cdot \text{mm} \cdot \text{mrad}$ als Emittanz angegeben. Der Umrechnungsfaktor von E in der Einheit $\text{mm} \cdot \text{mrad}$ in die gelegentlich auch benutzte Einheit m (genauer: $\text{m} \cdot \text{rad}$) beträgt 10^{-6} .

Eine optische Strecke wird im Matrixformalismus in erster Ordnung durch eine 6x6-Abbildungsmatrix beschrieben, die den Einfluß aller in dieser Strecke enthaltenen optischen Elemente widerspiegelt. Die Strahlmatrix σ^1 am Ende einer optischen Strecke, die durch die Matrix R beschrieben wird, erhält man bei bekannter Anfangsstrahlmatrix σ^0 nach der Gleichung:

$$\sigma^1 = R \cdot \sigma^0 \cdot R^T$$

Da bei konservativen Kräften Liouville's Theorem von der Erhaltung des Phasenraumes gilt, ε also eine Erhaltungsgröße ist, gilt für R:

$$\det R = 1$$

Bei ausnahmslos linearen optischen Elementen mit identischer Symmetrieebene gibt es keine Kopplung zwischen den verschiedenen Ebenen des Phasenraumes - horizontal und vertikal. Die Matrix R hat dann folgende Form:

$$R = \begin{pmatrix} R_{11} & R_{12} & 0 & 0 & 0 & R_{16} \\ R_{21} & R_{22} & 0 & 0 & 0 & R_{26} \\ 0 & 0 & R_{33} & R_{34} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & R_{43} & R_{44} & 0 & 0 \\ R_{51} & R_{52} & 0 & 0 & 1 & R_{56} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

Hierbei ist außerdem angenommen, daß dispersive Elemente - im Wesentlichen Dipole - nur in der horizontalen Ebene ablenken.

Aus den Gleichungen läßt sich herleiten, wie man aus der Impulsunschärfe δ und der Matrix R mit der Dispersion R_{16} den Radius des dispersiven Strahles x_d ausrechnet, wenn der monochromatische Strahlradius x_0 gegeben ist:

$$x_d = \sqrt{x_0^2 + R_{16}^2 \cdot \delta^2}$$

Ist die Abbildungsmatrix R für einen gesamten Umlauf in einem Speicherring bekannt, so lassen sich die Elemente der Strahlmatrix σ , die sich nach einem Umlauf im Ring wieder reproduziert, nach folgenden Gleichungen berechnen:

$$\frac{\sigma_{11}}{\sigma_{22}} = -\frac{R_{12}}{R_{21}} \quad \text{und} \quad \frac{\sigma_{12}}{\sigma_{11}} = \frac{R_{22} - R_{11}}{2 \cdot R_{12}}$$

A.2.2 Der Twiss-Formalismus

Eine bei Kreisbeschleunigern häufig benutzte Darstellung des Strahlverhaltens ist der Twissformalismus. Hierin werden die Strahleigenschaften in Form der drei "Twissparameter" β , α und γ angegeben. Die Äquivalenz von Matrix- und Twissformalismus zeigt sich an der Beziehung der Strahleigenschaften in beiden

Formalismen (hierbei werde ich mich wieder nur auf die horizontale Ebene beschränken):

$$\begin{pmatrix} \sigma_{11} & \sigma_{12} \\ \sigma_{12} & \sigma_{22} \end{pmatrix} = \varepsilon \cdot \begin{pmatrix} \beta & -\alpha \\ -\alpha & \gamma \end{pmatrix}$$

Aus dieser Gleichung ergibt sich der Zusammenhang der Twissparameter untereinander:

$$\beta \cdot \gamma - \alpha^2 = 1$$

Ebenfalls aus dieser Gleichung erhält man die Einheiten der Twiss-Parameter:

$$\beta = \frac{\sigma_{11}}{\varepsilon} \Rightarrow [\beta] = \frac{\text{mm}^2}{\text{mm} \cdot \text{mrad}} = \frac{\text{m}}{\text{rad}}$$

oder - wie es üblicherweise einfach aber unvollständig angegeben wird - m. Entsprechend gilt:

$$\gamma = \frac{\sigma_{22}}{\varepsilon} \Rightarrow [\gamma] = \frac{\text{mrad}^2}{\text{mm} \cdot \text{mrad}} = \frac{\text{rad}}{\text{m}}$$

$$\alpha = -\frac{\sigma_{12}}{\varepsilon} \Rightarrow [\alpha] = \frac{\text{mm} \cdot \text{mrad}}{\text{mm} \cdot \text{mrad}} = 1$$

Die Twissparameter sind ebenso wie die Elemente der σ -Matrix Funktionen des Ortes im Lattice. Die "Amplitudenfunktion" β ist die periodische Lösung der homogenen Differentialgleichung:

$$\frac{d^2 x}{ds^2} + k(s) = 0$$

$k(s)$ stellt hierin die Fokussierungsstärke in Abhängigkeit vom Ort dar. Bei Kreisbeschleunigern mit Umfang C ist $k(s)$ periodisch mit der Periode C :

$$k(s+C) = k(s)$$

$$k(s) = \frac{1}{B \cdot \rho} \cdot \left(\frac{\partial B_z}{\partial x} \right)_s$$

Der monochromatische Strahlradius x_0 läßt sich aus der Amplitudenfunktion β nach folgender Gleichung ausrechnen:

$$x_0 = \sqrt{\varepsilon \cdot \beta}$$

Die maximale Winkeldivergenz θ_{\max} ergibt sich nach der Gleichung:

$$\theta_{\max} = \sqrt{\varepsilon \cdot \gamma}$$

An Orten mit aufrechter Phasenellipse, d. h.

$$\sigma_{12} = 0 \quad \Leftrightarrow \quad \alpha = 0$$

gilt

$$\theta_{\max} = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\beta}}$$

Ein Teilchen wird während eines Weges im Lattice vom Ort s_0 nach s_1 seine Koordinaten im x - θ -Diagramm ändern. Es erfährt einen Phasenvorschub $\Delta\psi$ der Größe:

$$\Delta\psi = \int_{s_0}^{s_1} \frac{ds'}{\beta(s')}$$

Nach einem kompletten Umlauf im Lattice haben alle Teilchen den Phasenvorschub μ der Größe

$$\mu = \int_{s_0}^{s_0+C} \frac{ds'}{\beta(s')}$$

Anhang A

erfahren. Die Größe

$$Q = \frac{\mu}{2 \cdot \pi}$$

gibt die Anzahl der Umläufe des Teilchens auf seiner Phasenraumellipse während eines Umlaufes im Lattice - die **Betatronschwingungszahl** - an.

Aufgrund von Fehlern im magnetischen Führungsfeld kann es zu einer Vergrößerung der Emittanz und damit zu Intensitätsverlusten im Strahl kommen, wenn der Arbeitspunkt des Speicherringes unünstig gewählt wurde. Das Arbeitspunktduplett (Q_x, Q_z) im Resonanzdiagramm muß möglichst weit von den Resonanzlinien entfernt liegen. Die Bedingung der Resonanzlinien, d. h. der gefährlichen Regionen im Q_x - Q_z -Diagramm, gehorchen der Gleichung:

$$m \cdot Q_x + n \cdot Q_z = p \quad m, n \text{ und } p \text{ ganze Zahlen}$$

Die Summe $|m| + |n| = o$ ist die Ordnung der Resonanz. Die Resonanzen machen sich besonders stark bemerkbar, wenn die Zahl p ein ganzzahliges Vielfaches der Symmetriezahl im Beschleunigerlattice S ist, d. h. wenn gilt:

$$m \cdot Q_x + n \cdot Q_z = p = i \cdot S$$

In diesem Falle spricht man "systematischen Resonanzen".

Sind die Twissparameter β_0, α_0 und γ_0 bzw. β_1, α_1 und γ_1 an zwei Stellen im Lattice sowie der Phasenvorschub μ der dazwischenliegenden optischen Strecke bekannt, so gilt für die Abbildungsmatrix M dieser Strecke:

$$M = \begin{pmatrix} \frac{\sqrt{\beta_1}}{\sqrt{\beta_0}} \cdot (\cos \mu + \alpha_0 \cdot \sin \mu) & \sqrt{\beta_0 \cdot \beta_1} \cdot \sin \mu \\ \frac{(1 + \alpha_0 \cdot \alpha_1) \cdot \sin \mu + (\alpha_1 - \alpha_0) \cdot \cos \mu}{\sqrt{\beta_0 \cdot \beta_1}} & \frac{\sqrt{\beta_0}}{\sqrt{\beta_1}} \cdot (\cos \mu - \alpha_0 \cdot \sin \mu) \end{pmatrix}$$

Handelt es sich bei der optischen Strecke um eine Periode im Lattice, so gilt:

$$\beta_1 = \beta_0; \quad \alpha_1 = \alpha_0; \quad \gamma_1 = \gamma_0$$

Damit ergibt sich für die Abbildungsmatrix **M**:

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} \cos \mu + \alpha_0 \cdot \sin \mu & \beta_0 \cdot \sin \mu \\ -\gamma_0 \cdot \sin \mu & \cos \mu - \alpha_0 \cdot \sin \mu \end{pmatrix}$$

Ist für einen Umlauf im Lattice oder für eine Periode des Lattice nur die Abbildungsmatrix **R** im TRANSPORT-Formalismus gegeben, so lassen sich hieraus ausrechnen:

- Der Phasenvorschub μ

$$\cos \mu = \frac{1}{2} \cdot (R_{11} + R_{22})$$

- Die sich reproduzierenden Twiss-Parameter

$$\beta = \frac{R_{12}}{\sin \mu}$$

$$\alpha = \frac{R_{11} - R_{22}}{2 \cdot \sin \mu}$$

$$\gamma = - \frac{R_{21}}{\sin \mu}$$

Anhang A

A.3 Der longitudinale Phasenraum

Der longitudinale Phasenraum eines Ionenstrahles wird aufgespannt durch die Koordinaten Δt und δ , d. h. durch die Zeitdifferenz zwischen dem Sollteilchen und einem realistischen Teilchen mit einer relativen Impulsdifferenz $\delta = \frac{\Delta p}{p}$. Gleichbedeutend sind auch die Koordinatenachsen Φ und ΔE , wobei Φ die Phase des Hochfrequenzfeldes zur Ankunftszeit des realistischen Teilchens in der Kavität ist. ΔE ist die Energiedifferenz zum Sollteilchen.

Teilchen mit unterschiedlichen relativen Impulsen haben aufgrund der optischen Eigenschaften des Lattice unterschiedliche Umlauffrequenzen ν . Die Differenz der Umlauffrequenzen zwischen tatsächlichem und Sollteilchen $\Delta \nu$ ergibt sich aus der Größe η :

$$\eta = \frac{\Delta \nu / \nu}{\Delta p / p} = \frac{1}{\gamma^2} - \frac{1}{\gamma_{tr.}^2}$$

$$\Rightarrow \Delta \nu = \eta \cdot \nu \cdot \frac{\Delta p}{p}$$

Da sich in der Zeit zwischen der Ankunft des Sollteilchens und des realen Teilchens die Phase der Beschleunigungsspannung entsprechend der Gleichung

$$\frac{d\Phi}{dt} = -2 \cdot \pi \cdot h \cdot \Delta \nu$$

(h =Harmoniezahl) ändert, ergibt sich die Gleichung:

$$\frac{\Delta p}{p} = - \frac{1}{h \cdot \eta \cdot 2 \pi \cdot \nu} \cdot \frac{d\Phi}{dt}$$

Das reale Teilchen erfährt entsprechend seiner Phasenlage relativ zum HF-Feld die Energieänderung ΔE der Größe:

$$\Delta E = e \cdot V_0 \cdot \sin \Phi$$

entsprechend pro Zeiteinheit:

$$\frac{\Delta E}{\Delta t} = v \cdot e \cdot V_0 \cdot \sin \phi$$

Ein reales Teilchen erfährt gegenüber dem synchronen Teilchen eine unterschiedliche Energieänderung pro Zeiteinheit der Größe

$$\frac{dE}{dt} = v \cdot e \cdot V_0 \cdot (\sin \phi - \sin \phi_s)$$

Durch Substitution der Größe

$$W = \frac{dE}{dt} = 2 \cdot \pi \cdot R_s \cdot \Delta p$$

ergeben sich die beiden Differentialgleichungen

$$\frac{dW}{dt} = eV_0 \cdot (\sin \phi - \sin \phi_s) \quad (1)$$

$$\frac{d\phi}{dt} = - \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{h \cdot \eta \cdot (2\pi \cdot v_s)}{R_s \cdot p_s} \cdot W \quad (2)$$

Im Falle eines internen Targets im Speicherring muß bei Gleichung (1) der Energieverlust E_1 im Target mit berücksichtigt werden. Damit ergibt sich:

$$\frac{dW}{dt} = eV_0 \cdot (\sin \phi - \sin \phi_s) - E_1 \quad (1a)$$

Durch Einsetzen von (2) in (1a), einmalige Integration und Substitution von

$$\Omega^2 = \frac{h \cdot \eta \cdot 2\pi v_s}{p_s} \cdot \frac{e \cdot V_0 \cdot \cos \phi_s}{2\pi \cdot R_s}$$

erhält man folgende Differentialgleichung erster Ordnung:

$$\frac{\dot{\Phi}^2}{2} - \frac{\Omega^2}{\cos \Phi_S} (\cos \Phi + \Phi \cdot \sin \Phi_S) - \frac{\Omega^2}{eV_0 \cdot \cos \Phi_S} \cdot E_1 \cdot \Phi = C$$

Der Energieverlust bewirkt für ein Teilchen eine Verschiebung des Sollbeschleunigungswinkels von Φ_S nach Φ_r :

$$\sin \Phi_r = \frac{E_1}{e \cdot V_0} + \sin \Phi_S$$

Für die weitere Betrachtung möchte ich von Targeteffekten absehen, d. h. die Formeln **ohne** Energieverluste durchführen.

Für die Separatrix, d. i. die Begrenzung zwischen dem stabilen und instabilen Bereich im longitudinalen Phasenraum, gilt:

$$C = - \frac{\Omega^2}{\cos \Phi_S} \cdot [\cos (\pi - \Phi_S) + (\pi - \Phi_S) \cdot \sin \Phi_S]$$

Dies eingesetzt in die Bewegungsgleichung und Ersetzen von $\dot{\Phi} = -h \cdot \eta \cdot 2\pi \cdot v_S \cdot \delta$ ergibt die Bewegungsgleichung für Teilchen auf der Separatrix. Hieraus läßt sich z. B. die Impulsakzeptanz der Separatrix ausrechnen:

$$\left(\frac{\Delta p}{p} \right)_{\max} = \sqrt{\frac{e \cdot V_0}{p_S \cdot h \cdot \beta_S \cdot \eta} \cdot [2 \cdot \cos \Phi_S + (2 \cdot \Phi_S - \pi) \cdot \sin \Phi_S]}$$

Anhang B

NOTWENDIGE ÜBERLEGUNGEN FÜR DIE PLANUNG EINES EXPERIMENTES

B.1 Kriterien für die Suche eines Arbeitspunktes

Bei der Planung eines Experimentes mit internem Target an einem Speicherring sollte der Experimentator nach Möglichkeit Kenntnisse über die Strahleigenschaften in dem Speicherring haben. Dadurch wird es ihm möglich, die Strahleigenschaften - Strahlausdehnung, Dispersion, Intensität u. ä. - und Targetparameter - Targetdicke etc. - optimal aufeinander abzustimmen. Soll das Experiment z. B. hohe Auflösung liefern, so wird der Speicherring in einem anderen Modus betrieben werden müssen, als wenn der Experimentator auf hohe Intensität oder hohe Luminosität abzielt. Um den optimalen Arbeitspunkt für ein Experiment zu finden, muß sich der Experimentator eine Zielfunktion überlegen, die der Strahl an einer Position im Lattice erfüllen muß. In einem Resonanzdiagramm läßt sich eine Kurvenschar mit dieser Zielfunktion als Parameter darstellen. Anhand dieses Diagrammes kann der Experimentator unter Berücksichtigung der Resonanzeffekte den bestmöglichen Arbeitspunkt auswählen. Dieses Verfahren soll anhand einiger Beispiele demonstriert werden:

B.1.1 Ein Arbeitspunkt für hohe Auflösung im Experiment

Soll in einem internen Experiment eine hohe Impulsauflösung erreicht werden, so bietet sich bei COSY der Magnetspektrometer **BIG KARL** als Nachweisinstrument an. Um hierbei die optimale Auflösung im Experiment zu erzielen, kommt ein Arbeitspunkt in Betracht, der ein großes Verhältnis $D/\sqrt{\beta}$ am Targetort ermöglicht. Zu diesem Zweck läßt sich im Q_x - Q_z -Diagramm die Kurvenschar mit diesem Verhältnis als Parameter darstellen. Gleichzeitig kann, da im bisherigen Betrieb mit **BIG KARL** die meiste Erfahrung mit einer Dispersion von 16 m gesammelt wurde, in einer weiteren Grafik die Kurvenschar mit der Targetdispersion als Parameter dargestellt werden. Die resultierenden Kurvenscharen sind in Abbildung B.1 gezeigt.

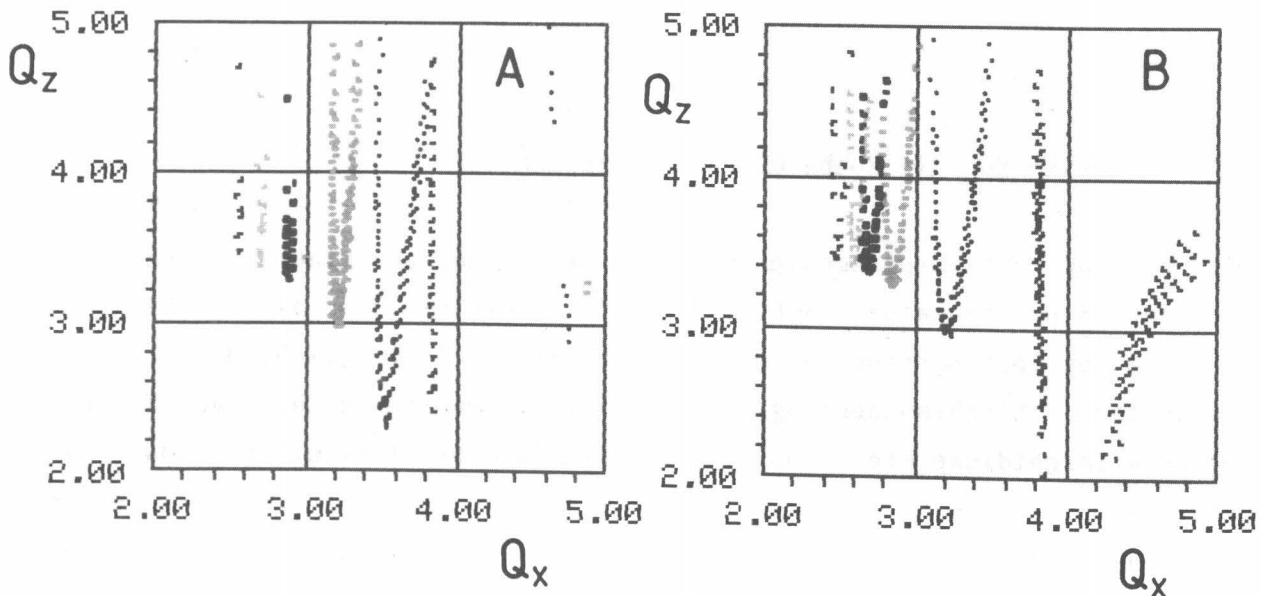


Abb. B.1: Die Kurvenscharen für konstanten Auflösungsparameter D^2/β (A) und konstante Targetdispersion D_T (B) im Arbeitspunkt-diagramm.

Damit ist dem Experimentator eine Möglichkeit gegeben, einen möglichen Arbeitspunkt aus der Vielzahl der Einstellmöglichkeiten auszuwählen, der seinen Anforderungen gerecht wird. Dieser Arbeitspunkt wird nun unter den verschiedensten Kriterien für den Speicherringbetrieb - z. B. Stabilität hinsichtlich Resonanzeffekten, Möglichkeiten für die Injektion, Standzeit, ggf. Kühlung, etc. - beurteilt. Ist der Speicherringbetrieb unter den ver-

schiedenen Kriterien bei diesem Arbeitspunkt möglich, so kann er akzeptiert werden. Ansonsten müssen ggf. an gewissen Stellen Kompromisse geschlossen werden und daraufhin ein neuer Arbeitspunkt gefunden werden. So ergibt sich ein möglicher Arbeitspunkt, wie er in Kap. 6.1 diskutiert wurde.

Der Experimentator sollte sich aber bewußt machen, daß ein Arbeitspunkt, der eine hohe Dispersion im Ring produziert, ungünstig ist im Hinblick auf andere Strahleigenschaften. So werden neben der hohen Dispersion lokal im Ring auch hohe Werte der Betafunktionen auftreten. Dadurch wird die Akzeptanz des Ringes geringer, das bedeutet, es wird nur eine relativ geringe Strahlintensität injiziert werden können. Der Experimentator muß im Einzelfall entscheiden, ob die erreichbare Intensität für sein Experiment ausreichend ist, oder ob er u. U. geringe Abstriche in der erreichbaren Auflösung in Kauf nehmen kann zum Nutzen der Strahlintensität.

B.1.2 Ein Arbeitspunkt für hohe Luminosität

Um im Experiment eine hohe Luminosität zu erreichen, ist es notwendig, daß das interne Target im Speicherring an einem Ort installiert ist, in dem das Emittanzwachstum aufgrund der Kleinwinkelstreuung in beiden Ebenen - horizontal und vertikal - möglichst gering ist. Da das Emittanzwachstum in jeder der beiden Ebenen proportional zur entsprechenden Betafunktion am Ort des Targets ist (s. Kap. 5.1):

$$\epsilon_n = \epsilon_{\text{beam}} + \frac{n}{2} \cdot \beta \cdot \theta_{\text{rms}}^2$$

sollte das Produkt aus $\beta_x \cdot \beta_z$ am Ort des Targets möglichst klein sein.

Als weiteres Kriterium kann man, um gleichmäßige Verlustraten in beiden Ebenen zu erzielen, außerdem die Forderung aufstellen: Die Standzeiten, die sich aufgrund der Winkelstreuung im Target in den beiden Ebenen ergeben, sollten möglichst übereinstimmen.

schiedenen Kriterien bei diesem Arbeitspunkt möglich, so kann er akzeptiert werden. Ansonsten müssen ggf. an gewissen Stellen Kompromisse geschlossen werden und daraufhin ein neuer Arbeitspunkt gefunden werden. So ergibt sich ein möglicher Arbeitspunkt, wie er in Kap. 6.1 diskutiert wurde.

Der Experimentator sollte sich aber bewußt machen, daß ein Arbeitspunkt, der eine hohe Dispersion im Ring produziert, ungünstig ist im Hinblick auf andere Strahleigenschaften. So werden neben der hohen Dispersion lokal im Ring auch hohe Werte der Betafunktionen auftreten. Dadurch wird die Akzeptanz des Ringes geringer, das bedeutet, es wird nur eine relativ geringe Strahlintensität injiziert werden können. Der Experimentator muß im Einzelfall entscheiden, ob die erreichbare Intensität für sein Experiment ausreichend ist, oder ob er u. U. geringe Abstriche in der erreichbaren Auflösung in Kauf nehmen kann zum Nutzen der Strahlintensität.

B.1.2 Ein Arbeitspunkt für hohe Luminosität

Um im Experiment eine hohe Luminosität zu erreichen, ist es notwendig, daß das interne Target im Speicherring an einem Ort installiert ist, in dem das Emittanzwachstum aufgrund der Kleinwinkelstreuung in beiden Ebenen - horizontal und vertikal - möglichst gering ist. Da das Emittanzwachstum in jeder der beiden Ebenen proportional zur entsprechenden Betafunktion am Ort des Targets ist (s. Kap. 5.1):

$$\epsilon_n = \epsilon_{\text{beam}} + \frac{n}{2} \cdot \beta \cdot \theta_{\text{rms}}^2$$

sollte das Produkt aus $\beta_x \cdot \beta_z$ am Ort des Targets möglichst klein sein.

Als weiteres Kriterium kann man, um gleichmäßige Verlustraten in beiden Ebenen zu erzielen, außerdem die Forderung aufstellen: Die Standzeiten, die sich aufgrund der Winkelstreuung im Target in den beiden Ebenen ergeben, sollten möglichst übereinstimmen.

Anhang B

Die Akzeptanz ε_n ist gegeben durch

$$\varepsilon_n = \frac{r_x^2}{\beta_{x \max}}$$

Unter der Annahme, daß die Anfangsemittanz des Strahles wesentlich kleiner als die Akzeptanz des Speicherringes ist, kann $\varepsilon_{\text{beam}}$ vernachlässigt werden. Daraus ergibt sich für die mögliche Anzahl der Umläufe in der horizontalen Ebene:

$$n_x = \frac{2}{\beta_{x t} \cdot \theta_{\text{rms}}^2} \cdot \frac{r_x^2}{\beta_{x \max}}$$

Hierin bedeuten $\beta_{x t}$ und $\beta_{x \max}$ die horizontale Betafunktion am Ort des Targets bzw. der Maximalwert. r_x gibt den möglichen Strahlradius am Ort der maximalen Betafunktion an. Da die Emittanzbegrenzung nicht unbedingt am Ort der maximalen Betafunktion auftritt, muß man anstatt des Quotienten

$$\frac{r_x^2}{\beta_{x \max}}$$

das Minimum des Quotienten

$$\frac{r_x^2(s)}{\beta_x(s)}$$

ermitteln. Dies ist vor allem in der vertikalen Ebene wichtig, in der die Formeln analog gelten: Hier tritt die Emittanzbeschränkung i. A. nicht an der Stelle mit maximalem β auf. Aus der Forderung, daß die sich in beiden Ebenen ergebenden Standzeiten gleich sein sollen, ergibt sich als Bedingung für diesen Arbeitspunkt:

$$n_x = n_z \quad \Rightarrow$$

$$\frac{\beta_{x t}}{\beta_{z t}} = \frac{r_x^2}{\beta_{x \max}} \cdot \frac{\beta_{z \max}}{r_z^2}$$

Hier ist zur Vereinfachung wieder $\frac{r^2}{\beta_{\max}}$ geschrieben, obwohl der Quotient an der emittanzbegrenzenden Stelle im Ring einzusetzen ist.

Bild B.2 zeigt im Q_x - Q_z -Diagramm die Kurvenschar mit konstantem Verhältnis

$$R = \frac{\beta_{z \max} \cdot \beta_{z \text{ target}}}{\beta_{x \max} \cdot \beta_{x \text{ target}}}$$

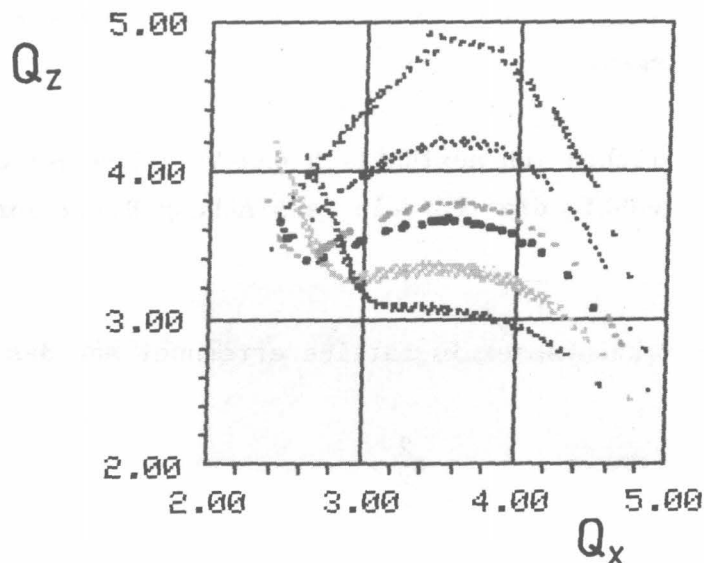


Abb. B.2: Die Kurvenschar für konstantes Verhältnis $\frac{\beta_{z \max} \cdot \beta_{z \text{ target}}}{\beta_{x \max} \cdot \beta_{x \text{ target}}}$ in dem Arbeitspunktdiagramm $Q_x - Q_z$

Dies sollte gleich sein dem Verhältnis der möglichen Strahlradien in beiden Ebenen:

$$R_r = \frac{r_z^2}{r_x^2}$$

Außerdem sollte, damit die Standzeit, also n , möglichst groß wird, das Produkt $\beta_{x \text{ target}} \cdot \beta_{x \max}$ möglichst klein sein.

Die Auswertung der graphischen Darstellungen führte zu dem in Kapitel 6.2 diskutierten Arbeitspunkt.

B.1.3 Ein günstiger Arbeitspunkt für die Stripping-Injektion

Um die Intensität des injizierten Strahles zu maximieren, gelten für den Ort der Injektion die gleichen Bedingungen, wie sie zuvor für die hohe Luminosität beschrieben wurden. Im Falle der Stripping-Injektion ist man aber mit dem Targetplatz festgelegt auf die Nähe eines Dipolmagnetes. Dies ist notwendig, damit der bereits injizierte Strahl und der vom Zyklotron kommende Strahl vor dem "Stripping-Target" aufgrund der unterschiedlichen Ladungszahlen unterschiedliche Bahnen zurücklegen.

Am Beispiel der Injektion möchte ich ausführlich das Vorgehen bei der Arbeitspunktsuche beschreiben, wobei die Formeln aus Anhang B.1.2 analog für den Injektionsort gelten:

Aus der Konstruktion der Vakuumkammer im Lattice errechnet man das Verhältnis

$$R_r = \frac{r_z^2}{r_x^2}$$

Dies sollte gleich sein dem Verhältnis

$$R = \frac{\beta_{z \text{ max}} \cdot \beta_{z \text{ injection}}}{\beta_{x \text{ max}} \cdot \beta_{x \text{ injection}}}$$

In Figur B.3 A ist die Kurvenschar mit konstantem Verhältnis R in dem Koordinatensystem

$$QU1 - \beta_{x \text{ max}} \cdot \beta_{x \text{ injection}}$$

sowie in Figur B.3 B im Koordinatensystem

$$QU2 - \beta_{z \text{ max}} \cdot \beta_{z \text{ injection}}$$

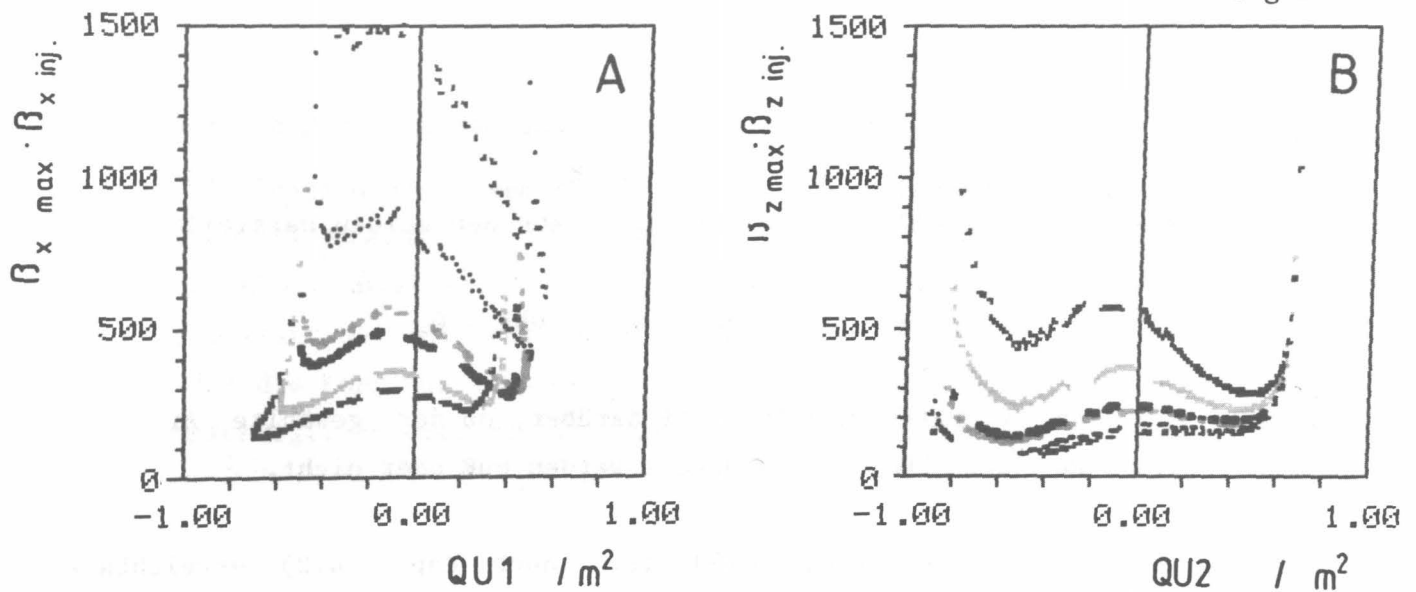


Abb. B.3: Die Kurvenschar für konstantes Verhältnis $\frac{\beta_{z \max} \cdot \beta_{z \text{ injection}}}{\beta_{x \max} \cdot \beta_{x \text{ injection}}}$

in dem Diagramm $QU1 - \beta_{x \max} \cdot \beta_{x \text{ injection}}$ (BILD A) sowie
in dem Diagramm $QU2 - \beta_{z \max} \cdot \beta_{z \text{ injection}}$ (BILD B).

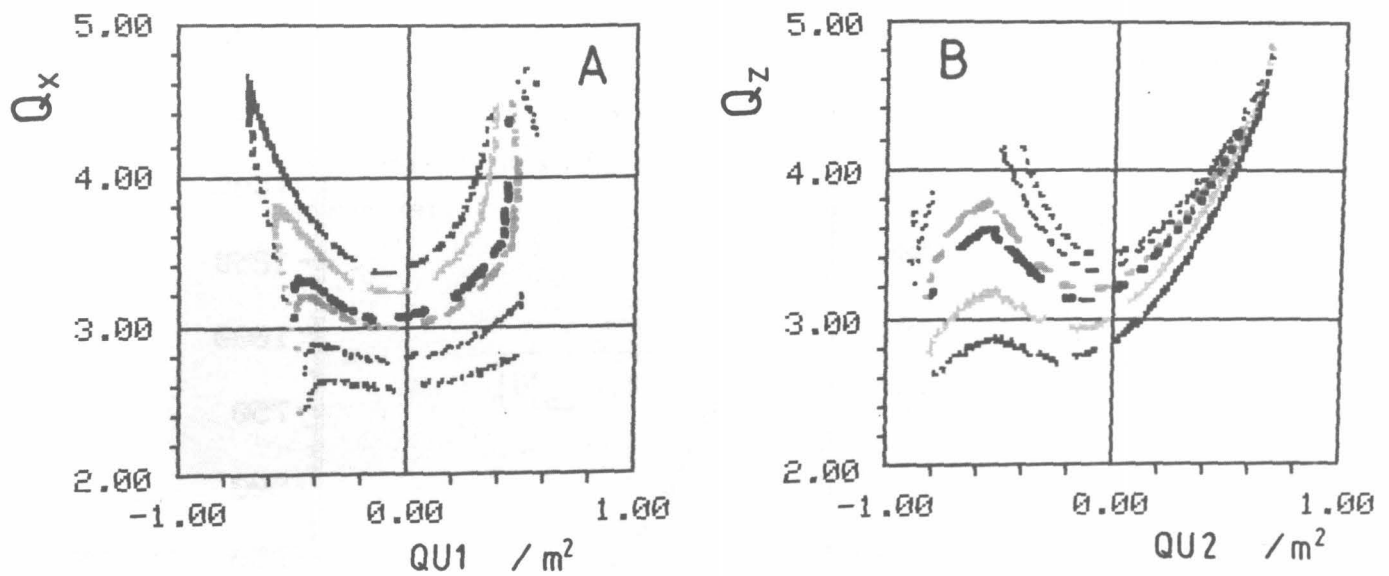


Abb. B.4: Die Kurvenschar für konstantes Verhältnis $\frac{\beta_{z \max} \cdot \beta_{z \text{ injection}}}{\beta_{x \max} \cdot \beta_{x \text{ injection}}}$

in dem Diagramm $QU1 - Q_x$ (BILD A) und
in dem Diagramm $QU2 - Q_z$ (BILD B).

aufgetragen. Um die Standzeit zu maximieren, suche man sich nun den Punkt mit minimalem $\beta_x \max \cdot \beta_x \text{ injection}$ sowie minimalem $\beta_z \max \cdot \beta_z \text{ injection}$. Damit ist die Quadrupoleinstellung QU1 - QU2 festgelegt. Aus den beiden Darstellungen

$$QU1 - Q_x \quad \text{bzw.} \quad QU2 - Q_z$$

(s. Figur B.4 A und B) erhält man Auskunft darüber, ob der gewählte Arbeitspunkt auf einer Resonanz liegt und geändert werden muß oder nicht.

Die mit einem so gewählten Arbeitspunkt (s. auch Kap. 4.2) erreichbare Strahlintensität ist in Figur B.5 dargestellt. Eine Simulationsrechnung zeigt, daß die Verluste in horizontaler und vertikaler Richtung nahezu übereinstimmen.

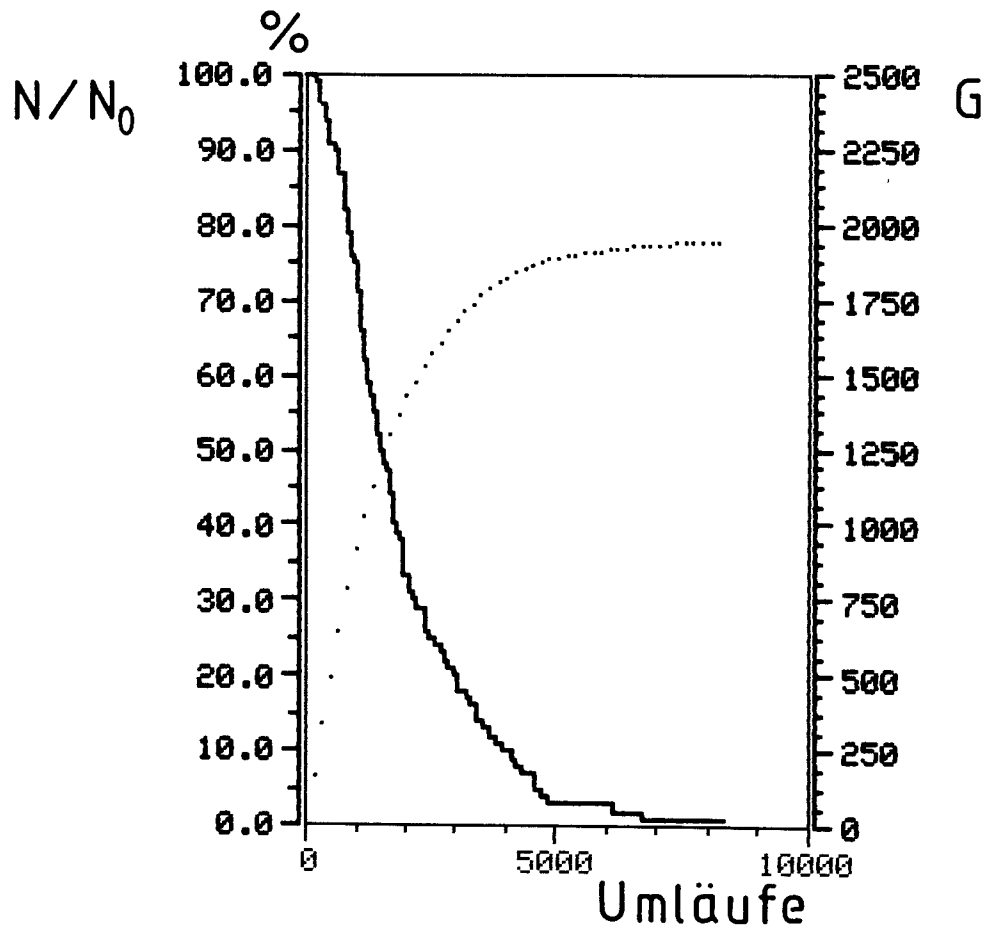


Abb. B.5: Die Anzahl der einmal in den Speicherring injizierten Ionen in Abhängigkeit von der Anzahl der Umläufe im Ring (rote, durchgezogene Kurve) sowie den bei ständiger Injektion während der Umläufe erreichbaren Gewinnfaktor (blaue, gestrichelte Kurve).

B.2 Abschätzung der Standzeit im Rezirkulierbetrieb

Einzelheiten zur Abschätzung der Standzeit im Rezirkuliermode sind in Kapitel 5.1 beschrieben. Die für den Experimentator wichtige Formel ist die Abschätzung der Emittanz bei internem Target nach einer bestimmten Anzahl von Umläufen. Ist die Kopplung zwischen longitudinalem und transversalem Phasenraum mitberücksichtigt, so gilt für die Emittanz nach n Umläufen (s. a. Kap. 5.2):

$$\epsilon_n = \epsilon_{\text{beam}} + \frac{n}{2} \cdot \frac{D_T^2}{\beta_T} \cdot \delta_{\text{rms}}^2 + \frac{n}{2} \cdot \beta_T \cdot \left[\theta_{\text{rms}}^2 + D_T'^2 \cdot \delta_{\text{rms}}^2 \right]$$

In dieser Gleichung bedeuten ϵ_{beam} die Anfangsemittanz des Strahles, ϵ_n die Emittanz nach n Durchläufen, θ_{rms} die RMS-Breite des Streuwinkels aufgrund der Kleinwinkelstreuung im Target, δ_{rms} die RMS-Breite der Impulsverteilung nach Durchgang des Strahles durch das Target, β_T , D_T und D_T' die Werte der Lattice-Funktionen am Ort des Targets. Setzt man in dieser Gleichung für ϵ_n die Akzeptanz des Beschleunigers bzw. Speicherringes ein, und löst sie dann nach n auf, so erhält man eine grobe Abschätzung, mit welcher Standzeit im Experiment zu rechnen ist.

$$n = \frac{2 \cdot (\epsilon_n - \epsilon_0)}{\beta_T \cdot \left[\theta_{\text{rms}}^2 + D_T'^2 \cdot \delta_{\text{rms}}^2 \right] + D_T^2 / \beta_T \cdot \delta_{\text{rms}}^2}$$

Außerdem läßt sich mit Hilfe dieser Gleichung ein Kompromiß zwischen Targetdicke und Standzeit ermitteln, so daß die Luminosität im Experiment maximal werden kann.

B.3 Berechnung der Gleichgewichtsemittanzen im Kühler-Mode

Die Gleichgewichtsemittanz im Rezirkulierbetrieb ist bestimmt durch die Aufheizeffekte im Target und die Kühlkraft des Elektronenkühlers. Zusätzliche Aufheizeffekte im Strahl, z. B. Intrabeamscattering oder Resonanzeffekte, sollen bei dieser kurzen Abschätzung vernachlässigt werden. Dann gilt für die Emittanz als Funktion der Zeit $\varepsilon(t)$ (Details s. Abschn. 6.1):

$$\varepsilon(t) = \varepsilon_{\text{beam}} \cdot e^{-(2 \cdot t / \tau_c)} + \frac{\tau_c}{4} \cdot v \cdot \beta_t \cdot (\theta_{\text{rms}})^2 \cdot \left[1 - e^{-(2 \cdot t / \tau_c)} \right]$$

bzw. als Gleichgewichtsemittanz ε_{eq} , wenn man $t=\infty$ einsetzt:

$$\varepsilon_{\text{eq}} = \frac{\tau_c}{4} \cdot v \cdot \beta_t \cdot (\theta_{\text{rms}})^2$$

Referenzen

- BE 81 M. Bell, J. Chaney, H. Herr, F. Krienen, P. Möller-Petersen und G. Petrucci, Nucl. Instr. and Meth. 190 (1981) 237
- BE 82 G. Berg, W. Hürlimann und J. Römer, "Workshop on Electron Cooling", Jül-Spez-159 (1982)
- BE 84 G. Berg, D. Prasuhn und J. Römer, "COSY - Arbeitstreffen", Jül-Spez-253 (1984)
- BE 85 G. Berg, "COSY - Arbeitstreffen", Jül-Spez-345 (1985)
- BL 80 "The IUCF Cooler-Tripler, Proposal for an Advanced Light-Ion Physics Facility", Indiana University Cyclotron Facility (1980)
- BO 70 C. Bovet, R. Gouiran, I. Gumowski und K.H. Reich, "A Selection of Formulae and Data Useful for the Design of A.G. Synchrotrons", CERN/MPS-SI/Int. DL/70/4 (1970)
- BR 66 H. Bruck, "Accélérateurs Circulaires de Particules", Presses Universitaires de France, Paris (1966)
- BR 80 K.L.Brown, D.C. Carey, C. Iselin und F. Rothacker, "TRANSPORT - A Computer Program for Designing Charged Particle Beam Transport Systems", CERN 80-04 (1980)
- BR 84 K.L. Brown und R.V. Servranckx, "First- and Second-Order Charged Particle Optics", SLAC - PUB - 3381 (1984)
- CO 58 E.D. Courant und H.S.Snyder, Ann. Phys. 3 (1958) 1
- CO 84 G. Berg, G. Gaul, H. Hagedoorn, A. Hardt, J.A. van der Heide, F. Hinterberger, M. Huber, R. Jahn, S. Martin, T. Mayer-Kuckuk, F. Osterfeld, H. Paetz gen. Schieck, D. Prasuhn, G. Riepe, M. Rogge, P.v. Rossen, O. Schult, J. Speth und P. Turek, "Studie zum Bau eines kombinierten Kühler-Synchrotrons an der KFA Jülich", Jül-Spez-242 (1984)
- CO 85 "COSY - Proposal for a Cooler-Synchrotron as a Facility for Nuclear and Intermediate Energy Physics at the KFA Jülich" (1985)
- CO 86 COSY - Technische Beschreibung (1986)
- DU 85 J. Le Duff, Proceedings of the CERN Accelerator School 1984, CERN 85-19 (1985) 125

- FE 78 "Fermilab Electron Cooling Experiment", Design Report, Fermi National Accelerator Laboratory (1978)
- FR 85 B. Franzke, IEEE Transactions on Nuclear Science, NS-32.5 (1985) 3297
- GU 76 G. Guignard, "The General Theory of all Sum and Difference Resonances in a Three-Dimensional Magnetic Field in a Synchrotron", CERN 76-06 (1976)
- GU 78 G. Guignard, "A General Treatment of Resonances in Accelerators" CERN 78-11 (1978)
- HA 64 K. Halbach, American Journal of Physics 32.2 (1964) 90
- HA 86 C. Habfast, H. Poth, B. Seligmann, A. Wolf, K. Henn, S. Martin und D. Prasuhn, "Der COSY-Elektronenkühler", COSY-Note 52 (1986)
- HE 66 H.G. Hereward, "What Are the Equations for the Phase Oscillations in a Synchrotron", CERN 66-6 (1966)
- IS 84 F.C. Iselin, "The MAD Program", Proc. of the Europhysics Conf. on COMPUTING IN ACCELERATOR DESIGN and OPERATION, Lect. Notes in Physics 215, Springer Verlag Berlin Heidelberg New York Tokyo 1984
- JO 85 K. Johnsen, Proceedings of the CERN Accelerator School 1984, CERN 85-19 (1985) 178
- KE 77 E. Keil, Theoretical Aspects of the Behaviour of Beams in Accelerators and Storage Rings, Proceedings of the First of the International School of Particle Accelerators of the 'Ettore Majorana' Centre for scientific Culture, Erice (1976), CERN 77-13 (1977)
- KO 66 A.A. Kolomensky und A.N. Lebedev, "Theory of Cyclic Accelerators", North-Holland Publishing Company, Amsterdam (1966)
- KO 82 H.P. Kohl, Diplomarbeit, ISKP Bonn (1982)
- KU 84 S. Kuhn, P.D. Eversheim, F. Hinterberger, P.v. Rossen und R.P. Trelle, Nucl. Instr. and Meth. 232 (1984) 332
- LA 44 L. Landau, Journal of Physics 8 (1944) 201
- LA 83 R. Laxdal, M.K. Craddock, W. Joho, G.H. Mackenzie, J.R. Richardson und L.C. Teng, IEEE Trans. on Nucl. Science, NS-30.4 (1983) 2013

- LI 61 J.J. Livingood, "Principles of Cyclic Particle Accelerators", Van Nostrand Princeton New Jersey (1961)
- LI 62 M.S. Livingston und J.P. Blewett, "Particle Accelerators", McGraw-Hill New York (1962)
- MA 67 J.B. Marion und B.A. Zimmermann, Nucl. Instr. and Methods 51 (1967) 93
- MA 68 H.D. Maccabee, M.R. Raju und C.A. Tobias, Phys. Rev. 165 (1968) 469
- MA 81 S. Martin, W. Schott und C.A. Wiedner, "Study of a Storage Ring with an Internal Target", IKP, KFA Jülich, Annual Report 1980, Jül-Spez-99 (1981) 160
- MA 83 S. Martin, A. Hardt, J. Meißburger, G. Berg, U. Hacker, W. Hürlimann, J. Römer, T. Sagefka, A. Retz und O. Schult, Nucl. Instr. and Meth. 214 (1983) 281
- MA 85 S. Martin, D. Prasuhn, W. Schott und C.A. Wiedner, Nucl. Instr. and Meth. A236 (1985) 249
- MAT 83 H.-G. Mathews, H. Beuscher, W. Krauss-Vogt, "ECR-Ion-Source Development at the Jülich Cyclotron", Proceedings of the International Ion Engineering Congress, Kyoto (1983) 209
- ME 78 S. van der Meer, "Stochastic Cooling Theory and Devices", Proceedings of the Workshop on Producing High Luminosity High Energy Proton-Antiproton Collisions, Berkeley (1978), LBL-7574, S. 73
- ME 85 H. Meyer, "Internal Targets for the Indiana Cooler: Possibilities", CEBAF Workshop, Newport News (1985)
- MO 47 G. Moliere, Z. Naturforschg. 2a (1947) 133
- MÖ 84 D. Möhl, priv. Mitt., Jan. (1984)
- MÖ 80 D. Möhl, G. Petrucci, L. Thorndahl, and S. van der Meer, Physics Report 58, No. 2 (1980) 73
- PA 86 Particle Data Group, "Review of Particle Properties", Physics Letters B 170 (1986) 44
- PE 68 E. Persico, E. Ferrari and S.E. Segre, "Principles of Particle Accelerators", W. A. Benjamin, INC, New York Amsterdam (1968)
- RE 85 G.H. Rees, Proceedings of the CERN Accelerator School 1984, CERN 85-19 (1985) 331

- RU 78 A.G. Ruggiero, "Are We Beating Liouville's Theorem?", Proceedings of the Workshop on Producing High Luminosity High Energy Proton-Antiproton Collisions, Berkeley (1978), LBL-7574, S. 93
- SC 73 B. Schorr, "Programs for the Landau and Vavilov Distributions and the Corresponding Random Numbers", CERN-DD/73-26 (1973)
- SE 78 A.M. Sessler, "An Overview of Beam Cooling", Proceedings of the Workshop on Producing High Luminosity High Energy Proton-Antiproton Collisions, Berkeley (1978), LBL-7574, S. 53
- SI 74 P. Sigmand and K.B. Winterbon, Nucl. Instr. and Meth. 119 (1974) 541
- SO 83 A.H. Sørensen and E. Bonderup, Nucl Instr. and Meth. 215 (1983) 27
- ST 81 P.D.V. van der Stok, "Multiturn Injection into the CERN Proton Synchrotron Booster", CERN/PS/BR 81-28 (1981)
- ST 85 K. Steffen, Proceedings of the CERN Accelerator School 1984, CERN 85-19 (1985) 25
- TA 86 T. Tanabe, H. Poth and A. Wolf, "Simulation of the Electron Cooling of Ion Beams in the Storage Ring TARN II", INS - T - 454 (1986)
- VA 57 P.V. Vavilov, Soviet Physics JETP 5 (1957) 749
- VA 77 "Studies on Electron Cooling of Heavy Particle Beams by the VAPP-NAP Group at the Nuclear Physics Institute of the Siberian Branch of the USSR Academy of Science at Novosibirsk", CERN 77-08 (1977)
- WI 77 E.J.N. Wilson, "Proton Synchrotron Accelerator Theory", CERN 77-07 (1977)
- WI 85 E. Wilson, Proceedings of the CERN Accelerator School 1984, CERN 85-19 (1985) 64
- WO 85 A. Wolf, "Elektronenkühlung für niederenergetische Antiprotonen", Diss. Univ. Karlsruhe (1985)
- WO 85 A A. Wolf, priv. Mitt., April 1985
- WO 85 B A. Wolf, "Realistic Calculations Concerning Electron Cooling in Storage Rings", Contribution to the Workshop on Electron Cooling and related Applications (EC00L 84), CERN-EP/85-27 (1985)

Danksagung

Mein Dank gilt allen, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Insbesondere danke ich

- dem Direktorium des Instituts für Kernphysik der KFA Jülich, das es mir ermöglicht hat, als Mitarbeiter der "Abteilung kernphysikalische Großgeräte" diese Arbeit zu erstellen;
- allen Mitarbeitern der COSY-Arbeitsgruppe, die mir durch zahlreiche Diskussionsbeiträge und Hinweise immer wieder zu neuen Anregungen verholfen haben;
- Herrn Dr. J. Meißburger, der es durch seine Programmunterstützung ermöglicht hat, das Simulationsprogramm mit den Möglichkeiten der informativen Farbgrafikausgaben zu erstellen;
- Herrn Dr. M. Rogge, Herrn Dr. G. Riepe, Herrn D. Protic' sowie allen weiteren bei den H_2^+ -Teststrahlzeiten Beteiligten;

Mein ganz besonderer Dank gilt den Herren

Dr. S. Martin und Dr. G. Berg für ihre immer vorhandene Bereitschaft zu nutzvoller Diskussion und hilfreicher Unterstützung und

den Herren Prof. H. Hagedoorn und Prof. F. Hinterberger für ihr stetes Interesse am Fortgang der Arbeit sowie ihre wertvollen Beratungen bei der kritischen Durchsicht des Manuskriptes.

Herrn Prof. T. Mayer-Kuckuk danke ich für die Bereitschaft, das Korreferat für diese Arbeit zu übernehmen.